PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 — 1. August 1935. Redaktionsschluß für Nr. 17 am 14. August 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

J. Stark, Bemerkung über den Zustand der Elektronen in der Supraleitung. S. 515.

K. Steiner und P. Graßmann, Der Einfluß der Kristallitgröße auf den Eintritt der Supraleitung. S. 516.

W. Meißner, K. Steiner und P. Graßmann, Über den Einfluß von Knickungen an Drähten auf den Eintritt der Supraleitung. S. 519.

K. Steiner und P. Graßmann, Einige Eigenschaften von drehbaren supraleitenden Stromschleifen im Magnetfeld. S. 520.

K. Steiner und P. Graßmann, Über die Stromverteilung auf parallel geschaltete glatte und geknickte Drähte beim Eintritt der Supraleitung. S. 524.

K. Steiner und P. Graßmann, Über eine obere Grenze des Ohmschen Widerstandes von Supraleitern. S. 525.

K. Steiner und P. Graßmann, Eine obere Grenze der Thermokraft zwischen Supraleitern. S. 527.

W. Keil, Über einen Taschenthermographen. S. 529.

F. Regler, Über die Möglichkeit von Fehldeutungen in der Röntgendiaskopie bei Vernachlässigung der selektiven Absorption der Röntgenstrahlen. S. 530.

M. Wien, Zur Geschichte der Entdeckung der Röntgenstrahlen. S. 536.

J. Stark, Zur Geschichte der Entdeckung der Röntgenstrahlen. (Nachtrag.) S. 536.

Besprechungen:

F.-H. van den Dungen, Acoustique des salles. S. 537.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. Systemnummer 53: Molybdän. S. 537.

A. L. Reimann, Thermionic Emission. S. 537.

F. Schilling, Die Pseudosphäre und die nichteuklidische Geometrie. 1. und 2. Teil. S. 538.

A. Wenzl, Metaphysik der Physik von heute. (Wissenschaft und Zeitgeist, Nr. 2.) S. 538.

B. L. van der Waerden, Gruppen von linearen Transformationen. S. 538.

Nachrichten. S. 538.

ABHANDLUNGEN.

Bemerkung über den Zustand der Elektronen in der Supraleitung.

Von J. Stark.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die Untersuchungen in den nachfolgenden Mitteilungen von Steiner, Graßmann und Meißner sind durch nachstehende Überlegungen angeregt worden.

Auf Grund einer axialen Struktur ihrer elektromagnetischen Felder können freie Elektronen wechselseitig Richtkräfte aufeinander ausüben und durch Parallelstellung ihrer Achsen einen axial geordneten Aggregatverband („Elektronenkristall") bilden. Im Zustand der Bewegung unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes sind in einem Elektronenkristall die Achsen der einzelnen Elektronen und somit des Elektronenkristalls parallel der Achse des elektrischen Feldes und der von ihm bewirkten Bewegung des Elektronenkristalls. Während bei der gewöhnlichen elektrischen Leitung in Metallen die freien Elektronen einzeln für sich unter der Einwirkung des elektrischen Feldes und ebenfalls einzeln für sich ungeordnet in thermischer Wechselwirkung mit ihrer Umgebung stehen, bewegt sich in der Supraleitung der Elektronenkristall als Ganzes in der Richtung eines auf ihn zum Antrieb gebrachten elektrischen Feldes und tritt gegenüber äußeren Kräften, welche seine axiale Ordnung zu stören suchen, ebenfalls als Ganzes in Wirkung.

Als äußere Kräfte, welche die axiale Ordnung eines Elektronenkristalls zu stören vermögen, kommen in Betracht die Kräfte infolge der thermischen Bewegung im supraleitenden Metall, die Kraft von seiten eines magnetischen Feldes und die atomstrukturellen Kräfte von seiten des Atomgitters, in welches der axial geordnete Elektronenkristall eingebettet ist.

Auf Grund der vorstehenden Auffassung ist zu verstehen, daß der supraleitende Zustand in einem bestimmten Metall nur unterhalb eines bestimmten Temperaturbereiches sich herzustellen vermag. Ferner ist zu verstehen, daß durch ein übergelagertes Magnetfeld der supraleitende Zustand zerstört oder der Übergangstemperaturbereich zwischen gewöhnlicher und Supraleitung erniedrigt werden kann. Der von Atom- zu Atomart verschiedene Einfluß der atomstrukturellen Kräfte von seiten der im Elektronenkristall eingebetteten Atomionen hat zur Folge, daß der Übergangstemperaturbereich für verschiedene Elemente verschieden tief liegt.

Es ist auf Grund der vorstehenden Auffassung weiter zu erwarten, daß der atomstrukturelle Einfluß auf die Lage des Übergangstemperaturbereiches abhängt von der Größe der Kristallite in einem Kristall und von dem Winkel zwischen der Achse des Elektronenkristalls und dem Gitter des einzelnen Kristallits. Was den Einfluß der Größe der Kristallite betrifft, so ist zu erwarten, daß sich in dem einzelnen Metallkristallit der Elektronenkristallit um so schwieriger bildet, je größer jener ist. Ist dies der Fall, dann ist zu verstehen, daß sich in den Kristalliten eines Metalldrahtes der Elektronenkristall zunächst in den kleineren Kristalliten und erst bei etwas tieferer Temperatur in den größeren Kristalliten bildet, so daß der Übergang von dem gewöhnlichen in den supraleitenden Zustand des Drahtes nicht bei einem Temperaturpunkt, sondern in einem Temperaturbereich von einer gewissen Breite erfolgt. Ferner ist zu verstehen, daß der Übergangstemperaturbereich um so niedriger liegt, je größer die Kristallite in einem Metalldraht sind, eine Tatsache, die durch die nachfolgenden Untersuchungen der Herren Steiner und Graßmann festgestellt worden ist.

Auf Grund der oben entwickelten Vorstellung von dem Zustand der Elektronen in der Supraleitung erscheint es möglich, daß die Bewegung des Elektronenkristalls in einem gestreckten Metalldraht einen kleineren Widerstand erfährt als in einem vielfach geknickten Draht von gleichem Querschnitt und gleicher Länge. Vor Prüfung dieser Überlegung gab ich den Herren Meißner, Steiner und Graßmann die Anregung, die Übergangskurven für einen geknickten und einen ungeknickten Draht von sonst gleichen Abmessungen und gleicher Vorbehandlung zu untersuchen. Es ergab sich, daß für den geknickten Draht der Übergangstemperaturbereich im allgemeinen bei etwas tieferen Temperaturen liegt als für den ungeknickten Draht. Wie die eingehende Untersuchung folgern läßt, erklärt sich diese Erscheinung daraus, daß infolge der Knickung die Rekristallisation an den Knickstellen schneller verläuft als im ungeknickten Draht; es zeigte sich also erneut der Einfluß der Kristallitengröße.

Diese Erscheinung des Vorauseilens des glatten Drahtes in den supraleitenden Zustand machte es unmöglich, die Widerstände eines geknickten und eines ungeknickten Drahtes im supraleitenden Zustand miteinander nach einer Methode zu vergleichen, welche ich den Herren Steiner und Graßmann angegeben habe; sie bestand darin, daß die zwei Drähte elektrisch parallel und mit ihren magnetischen Momenten gegeneinander geschaltet wurden. Trotzdem mag es lehrreich sein, daß die Genannten die Ergebnisse ihrer Beobachtungen weiter unten mitteilen. Denn es können in anderen Fällen von Parallelschaltung zweier Supraleiter ähnliche Erscheinungen des Vorauseilens des einen Leiters in den supraleitenden Zustand und der dadurch bedingten Änderung der Stromverteilung und ihres magnetischen Feldes sich zeigen.

Bekanntlich nimmt die spezifische Wärme eines Metalls beim Durchschreiten des Übergangstemperaturbereiches in der Richtung nach tieferen Temperaturen sprunghaft zu. Diese Erscheinung läßt sich auf Grund unserer Auffassung von dem Zustand der Elektronen in der Supraleitung folgendermaßen deuten. Indem die Elektronen beim Übergang in den supraleitenden Zustand axial in dem Elektronenkristall festgelegt werden, gewinnen sie die Möglichkeit einer Schwingung um ihre axiale Ruhelage. Die Frequenz dieser Schwingung ist so niedrig, daß sie selbst in der Nähe des absoluten Nullpunktes noch einen merklichen Betrag thermischer Energie aufnimmt.

Auch über das thermoelektrische Verhalten von Metallen im supraleitenden Zustand läßt unsere Auffassung eine Voraussage machen. Die thermoelektromotorische Kraft an der Grenzfläche zweier Metalle wird ja durch die thermische Bewegung der einzelnen Elektronen der Metalle an der Grenzfläche bedingt. Fällt diese infolge der Festlegung der Elektronen in dem Elektronenkristall fort, so muß auch die thermoelektromotorische Kraft verschwinden.

Berlin-Charlottenburg, April 1935.

(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Der Einfluß der Kristallitgröße auf den Eintritt der Supraleitung.

Von K. Steiner und P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In der vorliegenden Arbeit wird die Frage untersucht, ob die Übergangskurve zur Supraleitung für einen polykristallinen Zinndraht mit Größerwerden der Kristallite eine Verschiebung zu tieferen oder höheren Temperaturen erfährt. Diese Versuche wurden im Zusammenhang mit den in der folgenden Arbeit beschriebenen Messungen über den Einfluß von Knickungen an Drähten auf den Eintritt der Supraleitung durchgeführt.

Für die zur Untersuchung benutzten Drähte wurde Kahlbaum-Zinn „Zur Analyse" verwendet, das zu Draht von 0,5 mm Durchmesser ausgezogen war.

Die Kristallitgröße der Drähte konnte durch geeignete Vorbehandlung etwa im Verhältnis 1:10 verändert werden. Sie wurde in der Weise bestimmt, daß die Länge und Breite der nach dem Ätzen der Drähte an der Oberfläche zu beobachtenden Kristallite unter dem Meßmikroskop gemessen wurde. Aus diesen beiden Zahlen wurde das Produkt gebildet und der Mittelwert aller Beobachtungen an einem Draht genommen. Der so gefundene Zahlenwert des Querschnitts der Kristallite Q ist in Tabelle I, Spalte 3, angegeben. Die Bezeichnung und Vorbehandlung des Drahtes ist in Spalte 1 enthalten. Die Werte in Spalte 3 können keine Genauigkeit beanspruchen, da die Größe der einzelnen Kristallite stark vom Mittelwert abweicht. Die Werte sind deshalb nur für qualitative Überlegungen zu verwenden.

Zur Messung des elektrischen Widerstandes wurden die Drähte in der üblichen Weise auf einem Glimmerblatt befestigt und an ihren Enden Strom- und Potentialdrähte angeschweißt. Zur Widerstandsmessung diente ein Diesselhorstscher Kompensationsapparat. Es wurden einzelne Punkte der Übergangskurve zur Supraleitung für die zu untersuchenden Proben bei möglichst konstanter Temperatur, also konstantem Dampfdruck des flüssigen Heliums aufgenommen. Die Proben befanden sich völlig in flüssigem Helium, das kräftig gerührt wurde, um Temperaturunterschiede zwischen den Proben zu vermeiden.

Die gemessenen Punkte lagen für eine bestimmte Probe bei fallender und bei steigender Temperatur auf derselben Kurve, wenn der Meßstrom kommutiert wurde.

In Abb. 1 sind 3 Meßreihen an 2 geraden Zinndrähten Sn_{10} und Sn_{11} wiedergegeben. Auf der Abszisse ist oben die absolute Temperatur und unten der Heliumdampfdruck aufgetragen, auf der Ordinate der Widerstand der untersuchten Proben, wobei ihr Widerstand kurz oberhalb des Überganges zur Supraleitung gleich 100 gesetzt wurde. Diejenige Temperatur, bei welcher dieser Widerstand zur Hälfte verschwunden ist, wird hier Halbwertstemperatur genannt und ist in der Abb. 1 durch Kreise bezeichnet. Sie ist in Tabelle I, Spalte 2, eingetragen. Der Widerstand Sn_{10}, der als Vergleichsdraht diente, wurde nach dem Ziehen $1^1/_2$ Stunden lang bei 155° C getempert und zwischen den Messungen der Übergangskurven bei Zimmertemperatur gelagert. Seine Übergangskurven fallen für alle 3 Meßreihen zusammen (Kurve Sn_{10} der Abb. 1). Der Widerstand Sn_{11} wurde 20 Minuten nach dem Ziehen in flüssigen Stickstoff gelegt und dort bis zur ersten Messung in flüssigem Helium aufbewahrt. Die Messung der Übergangskurve zur Supraleitung ergab die Kurve Sn_{11a}. Anschließend wurde dieser Widerstand 7 Tage bei Zimmertemperatur gelagert und dann wieder gemessen (Kurve Sn_{11b}). Darauf wurde er $1^1/_2$ Stunden bei 155° C getempert und nochmals gemessen (Kurve Sn_{11c}). Wie Abb. 1 zeigt, tritt beim Widerstand Sn_{11} durch das Lagern bei Zimmertemperatur und das Tempern bei 155° C eine Verschiebung der Übergangskurve zur Supraleitung zu tieferen Temperaturen ein.

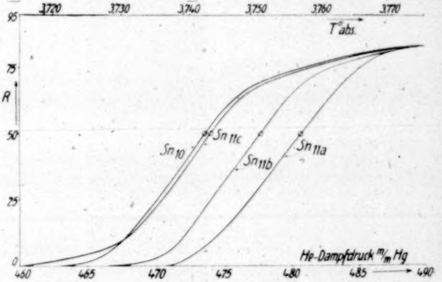


Abb. 1. Übergangskurve zur Supraleitung für 2 gezogene gerade Zinndrähte Sn_{10} und Sn_{11} verschiedener Vorbehandlung. Sn_{10} nach dem Ziehen bei 155° C getempert, Sn_{11a} nach dem Ziehen bei −195° C gelagert, Sn_{11b} anschließend 7 Tage bei 20° C gelagert, Sn_{11c} anschließend bei 155° C getempert.

Bei einem weiteren Versuch wurden 5 Zinnwiderstände gemessen, die sich durch ihre Vorbehandlung unterschieden. Nach dem Ziehen wurden die Drähte zunächst $1^1/_2$ Stunden bei 155° C getempert, um den Einfluß des Ziehens nach Möglichkeit rückgängig zu machen. Der Draht Sn_5 wurde nicht weiter vorbehandelt. Die übrigen Drähte (Sn_6 bis Sn_9) erhielten zunächst je 65 Knicke. Sn_6 wurde nach dem Knicken nicht mehr getempert. Sn_7 wurde anschließend getempert. Sn_8 wurde nach dem Knicken wieder gerade gerichtet, aber nicht mehr getempert. Sn_9 wurde nach dem Knicken ebenfalls gerade gerichtet und zum Schluß nochmals getempert. Bis zur Messung der Übergangskurve zur Supraleitung befanden sich diese 5 Drähte auf Zimmertemperatur. Die Übergangskurven lagen in etwas verschiedenen Temperaturbereichen. Sie zeigten aber alle einen parallelen Verlauf, so daß ihre Lagen durch die Halbwertstemperaturen hinreichend charakterisiert sind. Die Tabelle I enthält diese Halbwertstemperaturen in Spalte 2.

Tabelle I.

1. Draht und Vorbehandlung	2 Halbwertstemperatur $T°$ abs.	3 Kristallitgröße Q in mm²	4 Restwiderstand $r = R/R_0$
Sn_{11a} gerade, sofort nach Ziehen bei −195° C gelagert, nicht getempert.	3,756	0,018	0,0015
Sn_{11b} gerade, 7 Tage bei Zimmertemperatur gelagert...............	3,750	0,046	0,0013
Sn_{11c} gerade, getempert bei 155° C..........	3,743	0,118	0,0010
Sn_{10} gerade, getempert bei 155° C..........	3,742	0,120	0,0010
Sn_5 gerade, getempert bei 155° C..........	3,742	0,120	0,00092
Sn_7 geknickt, getempert bei 155° C..........	3,739	0,135	0,00093
Sn_9 geknickt, wieder gerade gerichtet, getempert bei 155° C.......	3,738	0,150	0,00091
Sn_6 geknickt, nicht getempert..............	3,747	0,065	0,0012
Sn_8 geknickt, wieder gerade gerichtet, nicht getempert...........	3,748	0,021	0,0012

Außerdem ist in Spalte 4 für alle untersuchten Zinndrähte das Widerstandsverhältnis $r = R/R_0$ bei 4,2° abs. angegeben (R = Widerstand bei 4,2° abs., R_0 = Widerstand bei 0° C). Der Widerstand R ist dem Restwiderstand beinahe gleich zu setzen.

Durch Kontrollmessungen wurde noch festgestellt, daß die beobachtete Verschiebung der Übergangskurven zu höheren und tieferen Temperaturen nicht durch chemische Verschiedenheit der untersuchten Drähte hervorgerufen wird. Zur Prüfung der Frage, ob ein 1½ stündiges Tempern bei 155° C ausreichend ist, wurde der nach dem Knicken 1½ Stunden getemperte Draht nach der Messung in flüssigem Helium nochmals 2 Stunden bei 155° C getempert. Die anschließende Messung der Übergangskurve fällt mit der zuerst gemessenen vollständig zusammen. Ein 1½ stündiges Tempern der Zinndrähte bei 155° C ist also für vorliegende Zwecke sicher ausreichend.

Zu Tabelle I ist noch zu bemerken, daß für den Widerstand Sn_6 und Sn_8 die Bestimmung der Kristallitgröße kurz nach der Bearbeitung erfolgt ist, während die Messung der Übergangskurve zur Supraleitung und damit der Halbwertstemperatur erst nach längerem Lagern bei Zimmertemperatur erfolgen konnte.

Zur Erklärung der Versuche seien zunächst die in Abb. 1 wiedergegebenen Messungen an Sn_{11} verglichen, bei denen deutlich ein Einfluß des Temperns zu erkennen ist. Bei Zinn wird schon nach dem Lagern bei Zimmertemperatur und noch mehr nach dem Tempern bei höheren Temperaturen eine Verschiebung der Übergangskurve zu tieferen Temperaturen gemessen. Parallel dazu wird ein Anwachsen der Kristallite an der Drahtoberfläche beobachtet. Diesen Zusammenhang zeigt deutlich die Abb. 2, auf deren

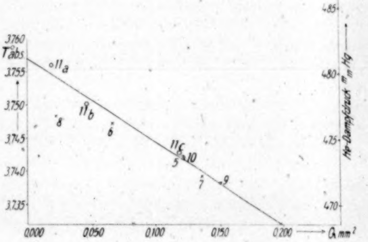


Abb. 2. Abhängigkeit des Sprungpunktes des Zinns von der Kristallitgröße.

Abszisse die Kristallitgröße Q, auf deren Ordinate die Halbwertstemperatur T in ° abs. aufgetragen ist (vgl. Tabelle I, Spalte 2 und 3). Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Untersuchungen an einem Einkristall und an polykristallinem Zinn von de Haas und Voogd[1]), nach denen die Halbwertstemperatur für einen Einkristall wesentlich tiefer liegt als für polykristallines Material.

Der Einfluß innerer Spannungen, die ja bei der plastischen Verformung immer mit auftreten, äußert sich bekanntlich in einem Anwachsen des Restwiderstandes. Durch Tempern lassen sich diese Spannungen weitgehend beseitigen. Dies zeigt auch ein Vergleich des Restwiderstandes der getemperten und nichtgetemperten Drähte in Spalte 4 der Tabelle I. Ein Einfluß der inneren Spannungen auf die Lage der Übergangskurve (Halbwertstemperatur) scheint hier nicht vorzuliegen[2]); jedenfalls zeigt ein Vergleich der Spalten 2–4 der Tabelle I keinen Zusammenhang zwischen Halbwertstemperatur und Restwiderstand. Auch scheint der Restwiderstand von der Kristallitgröße unabhängig zu sein, wie ein Vergleich von Spalte 3 und 4 der Tabelle I ergibt.

Wenn sich bei den vorliegenden Versuchen der Einfluß der Kristallitgröße und der inneren Spannungen auf die Halbwertstemperatur auch

1) W. J. de Haas u. J. Voogd, Comm. Leiden Nr. 214c.
2) Vgl. dagegen: G. J. Sizoo u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 180b.

nicht direkt trennen läßt, so muß doch die beobachtete Verschiebung der Übergangskurve zur Supraleitung im wesentlichen durch die Änderung der Kristallitgröße bedingt sein. Den inneren Spannungen kann nur eine untergeordnete Bedeutung zukommen oder sie müssen unmittelbar von der Kristallitgröße abhängen. Wie ein Einfluß der Kristallitgröße von allgemeinen Vorstellungen aus verstanden werden kann, ist in der voranstehenden Arbeit von J. Stark ausgeführt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Gewährung eines Stipendiums an einen von uns (P. Graßmann).

(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Über den Einfluß von Knickungen an Drähten auf den Eintritt der Supraleitung.

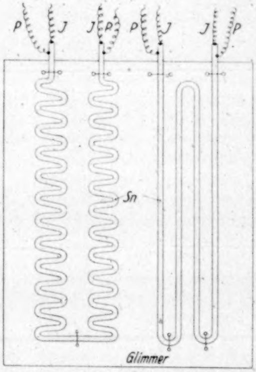
Von W. Meißner, K. Steiner und P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Auf Anregung von Herrn Präsident Stark wurde die Frage untersucht, ob die Übergangskurve zur Supraleitung durch scharfe Knicke in einem dünnen Zinndraht zu tieferen Temperaturen verschoben wird. Für eine Verschiebung der Übergangskurve bei geknickten Drähten können folgende Ursachen in Frage kommen:

1. Das vom Meßstrom erzeugte Magnetfeld in den Knickstellen.
2. Der Krümmungsradius der Knicke.
3. Eine chemische Verschiedenheit der untersuchten Proben.
4. Die Kristallitgröße des polykristallinen Drahtes.
5. Innere Spannungen in den Knickstellen.

Bei den Messungen wurde die übliche Versuchsanordnung verwendet, die auch in der voranstehenden Arbeit[1]) benutzt wurde. Der geknickte Draht war zusammen mit dem geraden Draht auf einem Glimmerblatt befestigt, wie die Abbildung zeigt. Zur Untersuchung gelangten etwa 100 mm lange Zinndrähte von 0,5 mm Durchmesser, sowie Zinnfolie, die beide aus Kahlbaum-Zinn „Zur Analyse" durch Ziehen bzw. Walzen hergestellt waren. Der geknickte Zinndraht hatte 65 Knickstellen, deren Krümmungsradius an der Innenseite 0,1—0,15 mm, an der Außenseite 0,6—0,7 mm betrug. Die Folie war 1,1 mm breit und 0,018 mm dick. Der geknickte Folienstreifen erhielt 70 scharfe Knicke von etwa 0,02 mm Krümmungsradius. Ferner wurde ein geknickter und ein gerader Indium- und Tantaldraht untersucht. Vor der Messung wurden die Zinndrähte und Folien $1^1/_2$ Stunden bei 155° C getempert, die Indiumdrähte $1^1/_2$ Stunden bei 100° C, die Tantaldrähte $^1/_2$ Stunde bei 900° C in einer Heliumatmosphäre.



Form und Befestigung der Drähte.

Drei bei verschiedenen Meßstromstärken von 1, 60 und 1020 mA aufgenommene Übergangskurven zur Supraleitung zeigen für den geraden und geknickten Zinndraht in gleicher Weise mit dem Anwachsen des Meßstromes die bekannte Verschiebung der Übergangskurve zu tieferen Temperaturen. Außerdem wurde aber für den geknickten Draht bei allen 3 Meßstromstärken eine Verschiebung seiner Übergangskurve gegenüber dem geraden Draht zu einer etwas tieferen Temperatur beobachtet. Die Größe dieser Verschiebung ist innerhalb der Beobachtungsfehler für alle Stromstärken dieselbe und beträgt $0,006^\circ$, entsprechend einer Heliumdampfdruckdifferenz von 3 mm Quecksilbersäule. Die Verschiebung der Übergangskurve des geknickten gegenüber dem geraden Draht zu tieferen Temperaturen ist wegen ihrer Stromunabhängigkeit nicht durch das Magnetfeld in den Knickstellen zu erklären, das von der Meßstromstärke abhängt.

Außer der Meßreihe an den Zinndrähten wurde noch eine Messung mit den bereits beschriebenen Zinnfolien durchgeführt. Auch hier zeigt es sich, daß die Übergangskurve zur Supraleitung für die geknickte Folie gegenüber der geraden Folie zu etwas tieferen Temperaturen verschoben liegt, und zwar beträgt der Temperaturunterschied zwischen den beiden Kurven

1) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. 36, 516, 1935.

0,005°, entsprechend einem Heliumdampfdruckunterschied von 2,5 mm Quecksilbersäule. Dieser Unterschied ist innerhalb der Meßgenauigkeit gleich dem bei den geknickten und geraden Drähten beobachteten Temperaturunterschied, obwohl der Krümmungsradius der Knicke bei der Folie etwa 10mal kleiner ist als bei dem Draht. Demnach liegt kein Einfluß der Krümmung der Knicke auf die Größe der Verschiebung der Übergangskurve vor.

Messungen an einem Paar Indiumdrähten und Tantaldrähten ergaben ebenfalls, daß die Übergangskurve zur Supraleitung für den geknickten Draht in einem tieferen Temperaturbereich liegt als für den geraden, und zwar beträgt der Temperaturunterschied bei Indium 0,002°, bei Tantal 0,017°.

Eine chemische Verschiedenheit der verglichenen geraden und geknickten Drähte ist nicht anzunehmen, wie durch besondere Kontrollversuche festgestellt wurde.

Über den Einfluß der Kristallitgröße und der inneren Spannungen ist in der voranstehenden Arbeit (l. c.) bereits berichtet. Dieser Einfluß der Kristallitgröße und der inneren Spannungen ist auch für die in der vorliegenden Arbeit beobachteten Temperaturunterschiede der Übergangskurven zur Supraleitung für geknickte und gerade Drähte und Folien ausschlaggebend.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Gewährung eines Stipendiums an einen von uns (P. Graßmann).

(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Einige Eigenschaften von drehbaren supraleitenden Stromschleifen im Magnetfeld.

Von K. Steiner und P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Einleitung.

Auf Anregung von Herrn Präsident Stark[1]) wurden Versuche darüber durchgeführt, wie sich ein von außen zugeführter elektrischer Strom auf ein System aus zwei supraleitenden Stromschleifen verteilt, die so miteinander verschweißt sind, daß ihre Ohmschen Widerstände parallel geschaltet, ihre magnetischen Momente aber einander entgegengesetzt gerichtet sind. Das System war drehbar in einem äußeren Magnetfeld von wenigen Gauß aufgehängt und wurde mit Spiegel und Skala beobachtet. Bei diesen Versuchen, über die erst in der folgenden Arbeit berichtet wird, traten eine Reihe von zunächst überraschenden Erscheinungen auf, die sich bei genauerer Untersuchung allein aus dem unmeßbar kleinen Widerstand der Supraleiter folgern lassen und so an sich nichts Neues bieten. Da diese Erscheinungen für das Verständnis der folgenden Arbeiten[1]) wichtig sind, und allgemein bei Versuchen mit einem supraleitenden System dieser Art beachtet werden müssen, sollen sie in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, zumal in der Literatur bisher nicht näher auf sie eingegangen ist[2]).

Es handelt sich um die Folgen der Wechselwirkung zwischen einer geschlossenen supraleitenden freidrehbaren Stromschleife mit einem äußeren Magnetfeld und um den Einfluß der Selbstinduktion auf die Stromverteilung von parallel geschalteten Supraleitern.

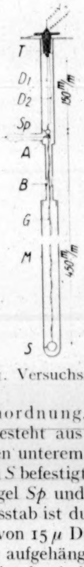


Abb. 1. Versuchsanordnung.

Versuchsanordnung. Die Versuchsanordnung (Abb. 1) besteht aus einem langen Glasstab G, an dessen unterem Ende das zu untersuchende System S befestigt ist. Sein oberes Ende trägt einen Spiegel Sp und die Arretiervorrichtung A. Der Glasstab ist durch einen Phosphorbronzedraht D_1 von 15 μ Durchmesser an einem Torsionskopf T aufgehängt. Die Stromzufuhr zum System erfolgt durch den Aufhängedraht D_1 und einen zweiten lose gespannten, gleichen Draht D_2. Längs des Glasstabes sind zu diesem Zweck gutverdrillte Kupferdrähte von 30 μ Durchmesser verwendet. Diese Anordnung ist von dem Schutzmantel M umgeben, der in

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **36**, 515, 1935.

1) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 524, 525, 527, 1935.

2) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen ist eine kurze Mitteilung von E. F. Burton, H. Grayson Smith und F. G. A. Tarr, Nature **135**, 906, 1935 erschienen. Siehe auch unsere frühere Mitteilung: Physik. Zeitschr. **36**, 256, 1935.

flüssiges Helium eintaucht. Er hat bei B ein Loch, durch das sich der Heliumdruck innerhalb und außerhalb des Mantels M ausgleichen kann. Der Glasstab mit dem System S kommt so mit dem flüssigen Helium nicht direkt in Berührung. Außerhalb des Heliumgefäßes ist ein Paar Helmholtzspulen von 26,5 cm Durchmesser angeordnet, mit denen am Ort des Systems S ein homogenes Magnetfeld bis zu 5 Gauß erzeugt werden konnte, das parallel zur Horizontalkomponente des Erdfeldes gerichtet war. Die

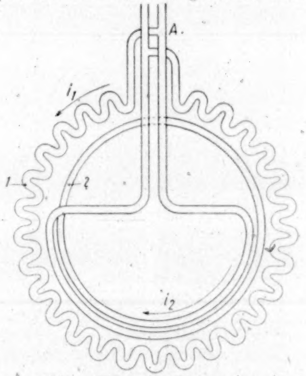


Abb. 2. Form des Zinnsystems.

Systemebene war nahezu parallel zur Feldrichtung. Das Trägheitsmoment der Anordnung betrug für verschiedene Systeme $4 - 9 \cdot 10^{-2}$ [g cm²]. Die Direktionskraft der Aufhängung war $5 - 18 \cdot 10^{-2}$ [dyn cm].

Das System S, mit dem die meisten der hier beschriebenen Versuche durchgeführt wurden, ist in Abb. 2 dargestellt. Die für einen äußeren bei A zugeführten Strom antiparallel geschalteten Schleifen 1 und 2, deren Widerstand möglichst gleich gehalten wurde, bilden einen geschlossenen supraleitenden Stromkreis, der aus den hintereinandergeschalteten Schleifen 1 und 2 besteht und die Summe der Windungsflächen der einzelnen Schleifen umschließt.

Schwingungsdauer. Wird ein solches System in einem äußeren Magnetfeld von einigen Gauß bis unter den Sprungpunkt abgekühlt, so beobachtet man eine starke Abnahme seiner Schwingungsdauer, die nur von der Größe des Magnetfeldes abhängt. Der Zusammenhang zwischen der Schwingungsdauer τ und der magnetischen Feldstärke H läßt sich für kleine Amplituden durch die Gleichung darstellen

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{J}{D_e + cH^2}}, \qquad (1)$$

wobei J das Trägheitsmoment der Anordnung, D_e die elastische Direktionskraft der Aufhängung und c eine Apparatkonstante ist. Ein äußerer Strom war nicht eingeschaltet.

Verdrehen des Torsionskopfes. Befindet sich das System in einem äußeren Magnetfeld und verdreht man den Torsionskopf T um einen Winkel α_1, so verdreht sich das System um denselben Winkel α_1, solange es nicht supraleitend ist. Befindet es sich aber im supraleitenden Zu-

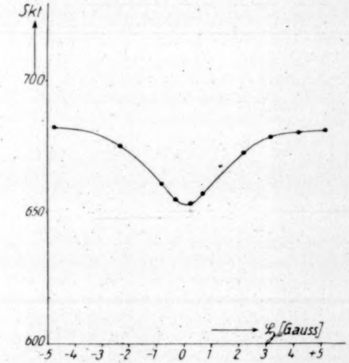


Abb. 3. Verdrehung des Systems bei Änderung des äußeren Magnetfeldes, das erst unterhalb des Sprungpunktes eingeschaltet wurde.

stand, so dreht sich das System nur um den kleineren Winkel $\alpha_2 < \alpha_1$, der proportional der Verdrehung α_1 ist und dessen Proportionalitätskonstante von der Feldstärke H abhängt. In einem Feld von 1,2 Gauß wurde z. B. bei einer Verdrehung des Torsionskopfes von 16° eine Verdrehung des Systems von nur 10° beobachtet.

Verdrehung des Systems bei Änderung von H. Schaltet man das äußere Magnetfeld unterhalb des Sprungpunktes ein, so beobachtet man bei Veränderung seiner Stärke eine Verdrehung des Systems, deren Abhängigkeit vom Feld in Abb. 3 dargestellt ist. Wird aber das Feld schon oberhalb des Sprungpunktes eingeschaltet und dann erst der supraleitende Zustand durch Senken der Temperatur hergestellt, so bekommt man bei einer Änderung der Feldstärke eine Kurve vom Typus der Abb. 4. In den Kurven 3 und 4 ist als Abszisse die magnetische Feldstärke H in Gauß, als Ordinate die Verdrehung des Systems in Skalenteilen aufgetragen, deren Nullpunkt beliebig angenommen ist. Ein äußerer Strom war in beiden Fällen nicht eingeschaltet.

Einfluß der Selbstinduktion auf die Stromverteilung. Zur Untersuchung des

Einflusses der Selbstinduktion auf die Stromverteilung zwischen 2 parallelgeschalteten Schleifen wurden zwei Systeme verwendet. Das erste von ihnen bestand aus einer nach Art eines Solenoids gewickelten und aus einer bifilar gewickelten Schleife, deren Ohmsche Widerstände ungefähr gleich, deren Windungsflächen aber verschieden waren. Dieses System zeigte in einem schwachen Magnetfeld im nichtsupraleitenden Zustand beim Einschalten eines äußeren Stromes einen Ausschlag von 41 Skt., im supraleitenden Zustand dagegen unter sonst gleichen Bedingungen nur einen Ausschlag von 4 Skt. nach derselben Richtung.

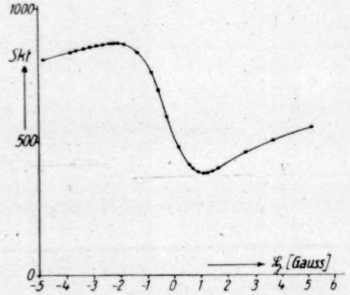


Abb. 4. Verdrehung des Systems bei Änderung des äußeren Magnetfeldes $\mathfrak{H}$. Ein Feld von $\mathfrak{H}$ + 5,2 Gauß war bereits vor Eintritt der Supraleitung eingeschaltet.

Das zweite System bestand aus einem kreisförmig gebogenen Zinndraht von 0,4 mm Durchmesser und aus einem Solenoid mit 6 Windungen aus einem Zinndraht von 0,89 mm Durchmesser. Aus der Form und Größe der Schleifen berechnen sich ihre Selbstinduktionen zu 0,35 bzw. $1{,}3 \cdot 10^{-7}$ Henry, ihre Ohmschen Widerstände zu 0,034 bzw. 0,018 Ω bei Zimmertemperatur, ihre Windungsflächen zu 1,9 bzw. 1,6 cm². Die beiden Schleifen waren wieder gegeneinandergeschaltet. Im normalleitenden Zustand wurde z. B. mit diesem System beim Einschalten eines äußeren Stromes ein Ausschlag von + 50 Skt., im supraleitenden Zustand unter sonst gleichen Bedingungen dagegen ein Ausschlag von — 36 Skt. beobachtet. Das Vorzeichen der Ausschläge ist für dieses System also verschieden.

Erklärung der Versuche. Zur Erklärung der Beobachtungen reicht die Tatsache aus, daß der Ohmsche Widerstand im supraleitenden Zustand unmeßbar klein ist. Da die von den supraleitenden Schleifen umschlossene Fläche groß gegenüber dem Quer- bzw. Längsschnitt des Drahtes ist, kann die Änderung der Permeabilität beim Eintritt der Supraleitung vernachlässigt werden.

Schwingt eine normal leitende geschlossene Stromschleife mit einer Windungsfläche F um eine in der Ebene von F liegende Achse in einem homogenen Magnetfeld H, so wird durch diese Bewegung des Leiters in ihm nach den Induktionsgesetzen ein die Bewegung hemmender Strom J induziert, dessen Energie sich in Joulesche Wärme verwandelt und so zu der bekannten elektromagnetischen Dämpfung führt. Die Schwingung klingt auf Null ab. Im supraleitenden Zustand findet keine meßbare Umwandlung der Stromenergie in Joulesche Wärme statt. Die einmal induzierten Ströme bleiben als Dauerströme bestehen und suchen das System nach der Lenzschen Regel in seine Ausgangslage zurückzudrehen.

In der Stromschleife wird die elektromotorische Kraft $E = -10^{-8}\frac{d\Phi}{dt}$ [Volt] induziert, wenn $\Phi = FH \sin\alpha$ [Gauß · cm²] den Kraftfluß durch die Fläche F, t die Zeit in sec und α den Winkel zwischen F und H bedeutet. Ferner gilt die bekannte Gleichung:

$$E = JR + L(dJ/dt) \qquad (2)$$

(R = Ohmscher Widerstand, L = Selbstinduktion in Henry, J = Stromstärke in Amp.). Die Größe dJ/dt setzt sich aus der bei den Schwingungen durch Induktion hervorgerufenen Stromänderung und aus einem etwaigen Abklingen des Stromes infolge eines Ohmschen Widerstandes im supraleitenden Zustand zusammen. Nach Messungen in Leiden[1]) wie auch nach eigenen[2]) ist der Widerstand von Supraleitern unterhalb des Sprungpunktes kleiner als $10^{-12} R_0$ (R_0 = Widerstand bei 0° C). Für die von uns verwendeten Systeme wird dann im supraleitenden Zustand $R < 10^{-12} R_0 < 10^{-12}\, 0{,}15\,\Omega$. L war gleich oder größer als $3 \cdot 10^{-8}$ Henry. Die Vernachlässigung von JR bdeutet also höchstens die Vernachlässigung einer Gegenspannung, die eine Stromänderung pro Sekunde von $5 \cdot 10^{-6}$ des Stromwertes hervorrufen würde. Ist die Beobachtungszeit kurz, so kann also für Supraleiter JR gegen $L(dJ/dt)$ vernachlässigt werden. Die Integration der Gleichung (2) ergibt dann:

$$LJ + 10^{-8} FH \sin\alpha = (\Phi_1 + \Phi) \cdot 10^{-8} = \text{const.} \quad (3)$$

$\Phi_1 = LJ \cdot 10^8$ ist der vom Strom J herrührende magnetische Kraftfluß durch die geschlossene Stromschleife. Es bleibt also die durch eine supraleitende geschlossene Stromschleife im ganzen

1) H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 140b,c, 141b. W. Tuyn, Comm. Leiden Nr. 198.
2) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 525, 1935.

hindurchtretende Kraftlinienzahl bei einer Verdrehung konstant[1]). Ist in der Gleichgewichtslage die Windungsfläche nahe parallel zu H, so wird für kleine Veränderungen $\Delta\alpha$, d. h. kleine Schwingungsamplituden, der bei dieser Schwingung induzierte Strom $\Delta J = -10^{-8}\Delta\alpha\,(FH/L)$. Dieser Stromänderung entspricht ein magnetisches Drehmoment ΔK, das zum Drehmoment der elastischen Aufhängung hinzukommt. Es ist

$$\Delta K = 0{,}1\,HF\Delta J = -10^{-9}\Delta\alpha\,H^2F^2/L. \quad (4)$$

Setzt man $\Delta K = -D_H\Delta\alpha$ und bezeichnet D_H als die magnetische Direktionskraft, so muß diese proportional mit H^2 sein und sich zu der elastischen Direktionskraft der Aufhängung addieren.

Durch die magnetische Direktionskraft D_H wird die beobachtete Abnahme der Schwingungsdauer des supraleitenden Systems im Magnetfeld quantitativ erklärt. Ein Vergleich mit der experimentell ermittelten Gleichung (1) zeigt, daß innerhalb der Fehlergrenze $D_H = c \cdot H^2$, und daß $c = +10^{-9}\,F^2/L$ ist.

Infolge der magnetischen Direktionskraft D_H kann auch das in einem Magnetfeld befindliche supraleitende System einer Verdrehung des Torsionskopfes nicht ganz folgen. Das System stellt sich so ein, daß sich das magnetische und elastische Drehmoment das Gleichgewicht halten.

Die in Abb. 3 und 4 wiedergegebenen Kurven werden leichter verständlich, wenn man zunächst die elastische Direktionskraft D_e der Aufhängung vernachlässigt und lediglich die Induktionswirkung des Magnetfeldes berücksichtigt. Das System stellt sich immer so ein, daß dieselbe Anzahl magnetischer Kraftlinien durch die von dem Supraleiter umschlossene Fläche hindurchgeht; denn nur in diesem Fall ist der im System induzierte Strom und damit auch die auf das System ausgeübte Kraft Null. Mit steigender Feldstärke muß sich das System mehr und mehr parallel zum Feld H einstellen, damit die Anzahl der durch seine Windungsfläche hindurchtretenden Kraftlinien konstant bleibt. Die Verdrehung in Abb. 3, für die $H = 0$ bei Eintritt der Supraleitung war, ist dann dadurch zu verstehen, daß das System noch nicht ganz parallel zur magnetischen Feldrichtung stand.

In Abb. 4 war das Magnetfeld bereits oberhalb des Sprungpunktes eingeschaltet. In der Ausgangslage (Feldstärke $+5{,}2$ Gauß) treten eine bestimmte Anzahl Kraftlinien durch die Windungsfläche hindurch. Wird das äußere Feld geschwächt, so muß sich das System so verdrehen, daß wieder dieselbe Anzahl von Kraftlinien durch die Windungsfläche hindurchtritt.

1) G. Breit, Proc. Amsterdam **26**, 529, 1923; M. G. Lippmann, Compt. Rend. **168**, 73, 1919.

Die Systemebene wird sich also mehr senkrecht zum äußeren Feld einstellen. Ändert die Feldrichtung bei 0 Gauß ihr Vorzeichen, so muß das System umklappen und die Ebene des Systems wird sich mit steigender negativer Feldstärke wieder mehr der dem Feld parallelen Richtung nähern. Daß das Umklappen bei 0 Gauß nach der Abb. 4 nicht plötzlich erfolgt, rührt davon her, daß auch noch die elastische Direktionskraft D_e der Aufhängung mitwirkt, die bei kleiner Feldstärke ausschlaggebend ist.

Diese Erscheinung wurde bei unseren Versuchen dazu benutzt, die Ebene des Systems parallel zum äußeren Feld einzurichten. Die Kurve in Abb. 3 wird eine horizontale Gerade, wenn die Systemebene parallel zu H ist.

Die rechnerische Durchführung dieser Überlegung führt für nicht zu große Werte von α zu der Gleichung

$$\alpha = \frac{D_e \cdot \alpha_1 + D_H \cdot \alpha_0 H_0/H}{D_e + D_H}$$

(darin bedeutet H_0 und α_0 Feld und Systemstellung bei Eintritt der Supraleitung, α_1 Systemstellung bei nichttordierter Aufhängung).

Für die Verteilung eines von außen zugeführten Stromes auf die parallelgeschalteten Schleifen 1 und 2 gelten die bekannten Gleichungen

$$E = J_1R_1 + L_1\frac{dJ_1}{dt} + L_{12}\frac{dJ_2}{dt} = J_2R_2 + L_2\frac{dJ_2}{dt} + L_{12}\frac{dJ_1}{dt},$$

wobei sich der Index 1 und 2 auf den Leiter 1 bzw. 2 bezieht und L_{12} die Wechselinduktion zwischen 1 und 2 bedeutet. Für die Zeit des Einschaltens des äußeren Stromes ist im supraleitenden Zustand JR gegenüber $L\frac{dJ}{dt}$ wieder zu vernachlässigen. Durch Integration erhält man dann aus obiger Gleichung

$$\frac{\Delta J_1}{\Delta J_2} = \frac{L_2 - L_{12}}{L_1 - L_{12}},$$

wobei ΔJ_1 und ΔJ_2 die gesamte Stromänderung beim Einschalten des äußeren Stromes J in den Schleifen 1 bzw. 2 bedeutet[1]). Die beim

1) Da zwei parallel geschaltete Supraleiter einen in sich geschlossenen supraleitenden Stromkreis bilden, kann man zu diesem Ergebnis auch auf Grund des in Gleichung (3) enthaltenen Satzes kommen, nach dem die Anzahl der magnetischen Kraftlinien konstant bleibt. Dasselbe Ergebnis folgt ferner aus einer von M. v. Laue durchgeführten Rechnung (Physik. Zeitschr. **33**, 793, 1932).

Einschalten eines äußeren Stromes beobachteten Ausschläge des Systems sind innerhalb der Fehlergrenze allein mit der durch den Einfluß der Selbstinduktion hervorgerufenen Stromverteilung zu erklären, wobei natürlich auf den Einfluß der magnetischen Direktionskraft Rücksicht genommen wurde. Einer Änderung dieser Stromverteilung wirkt im supraleitenden Zustand die Selbstinduktion entgegen. Denn bei jeder Stromänderung wird ein dieser Änderung entgegengesetzt gleicher Strom induziert, der infolge der Supraleitfähigkeit nicht abklingt und so eine etwaige Stromänderung aufhebt. Dadurch ist zu verstehen, daß die Ströme nicht einige Zeit nach dem Einschalten dieselbe Verteilung wie oberhalb des Sprungpunktes annehmen.

Diese Versuche zeigen, daß infolge des unmeßbar kleinen elektrischen Widerstandes von Supraleitern verschiedene elektrische Größen berücksichtigt werden müssen, die beim Arbeiten mit Gleichstrom im normal leitenden Zustand keine Rolle mehr spielen. Diese Überlegungen können in dieser Form aber nur so lange angewendet werden, als der Querschnitt des supraleitenden Drahtes klein gegenüber der von ihm umschlossenen Fläche ist.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Gewährung eines Stipendiums an einen von uns (P. Graßmann), für die Durchführung dieser und der drei folgenden Arbeiten.

(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Über die Stromverteilung auf parallel geschaltete glatte und geknickte Drähte beim Eintritt der Supraleitung.

Von K. Steiner und P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Auf Anregung von Herrn Präsident Stark[1]) wurde die Frage untersucht, wie sich ein von außen zugeführter elektrischer Strom auf 2 parallelgeschaltete Supraleiter verteilt, von denen der eine aus einer glatten Stromschleife besteht, während der andere eine mit 60 Knicken versehene Schleife bildet. Die beiden Schleifen, deren Form in Abb. 2 der voranstehenden Arbeit[2]) dargestellt ist, waren so miteinander verschweißt, daß ihre magnetischen Momente einander entgegengerichtet waren. Dieses System S war an der in der voranstehenden Arbeit bereits beschriebenen Anordnung befestigt. Die beiden Schleifen aus 0,5 mm dickem, getemperten Zinndraht waren gleich lang. Außerdem wurden ihre Windungsflächen möglichst gleichgemacht, so daß im normal leitenden Zustand beim Einschalten eines äußeren, bei A zugeführten Stromes nur kleine Ausschläge beobachtet wurden, die dem äußeren Magnetfeld H und der äußeren Stromstärke J proportional waren.

Kühlt man dieses System in einem äußeren Magnetfeld ab, ohne daß ein von außen zugeführter Strom J durch die beiden Schleifen fließt, so bleibt das System bei Eintritt der Supraleitung in Ruhe.

War vor Eintritt der Supraleitung ein äußerer Strom eingeschaltet, der sich gleichmäßig auf die beiden Schleifen 1 und 2 verteilt, so beobachtet man während des Eintritts der Supraleitung je nach der Feld- und Stromstärke einen Ausschlag von 80–500 Skt. Dieser Ausschlag blieb nach Eintritt der Supraleitung erhalten. Aus seinem Vorzeichen ist zu schließen, daß das magnetische Moment der glatten Schleife 1 größer wurde als das der geknickten Schleife 2. Der äußere Strom mußte sich demnach während des Überganges in den supraleitenden Zustand vorwiegend in die glatte Schleife verschoben haben. Bei einer Meßgenauigkeit von 5 Proz. waren aber die Ausschläge bis zu 50 Proz. größer oder kleiner als einer vollständigen Stromverlagerung in die glatte Schleife entsprochen hätte. Versuche mit einem ähnlichen System aus Indium ergaben in 4 von 6 Fällen ebenfalls eine teilweise Stromverlagerung in die glatte Schleife. Die beiden anderen Indiumversuche, sowie Versuche mit einem ähnlichen System aus Blei zeigten beim Eintritt der Supraleitung keine Verdrehung. Bei allen 3 Systemen wurden während des Überganges zur Supraleitung plötzlich auftretende Schwingungen mit großen Amplituden beobachtet, die um unregelmäßig verteilte Gleichgewichtslagen erfolgten. War jedoch kein äußerer Strom eingeschaltet, so traten diese Schwingungen nicht auf.

Wird der von außen zugeführte Strom erst eingeschaltet oder kommutiert, nachdem sich das System im supraleitenden Zustand befindet, so beobachtet man nur sehr kleine Verdrehungen von 1–5 Skt., deren Vorzeichen von der Strom- und Feldrichtung abhängt. Ein quantitativer Zusammenhang der Verdrehung mit H und J konnte nicht festgestellt werden. War der äußere Strom schon im normalleitenden Zustand eingeschaltet, so geht die beim Eintritt der Supraleitung entstehende Verdrehung des Systems nicht zurück, wenn man im supraleitenden Zustand den äußeren Strom ausschaltet oder kommutiert. Man beobachtet vielmehr beim Ausschalten und Kommutieren dieses Stromes im

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **36**, 515, 1935.
2) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 521, 1935.

supraleitenden Zustand ebenfalls nur eine kleine Verdrehung von wenigen Skalenteilen, deren Vorzeichen wieder von Strom- und Feldrichtung abhängt. Eine Wiederholung dieser Versuche mit dem Indium- und Bleisystem lieferte dieselbe Größenordnung der Verdrehungen. Ihr Vorzeichen war beim Zinn- und Indiumsystem fast ausschließlich so, daß das magnetische Moment der glatten Schleife etwas größer wurde als das der geknickten Schleife; beim Bleisystem war das Vorzeichen umgekehrt.

Die beim Eintritt der Supraleitung beobachtete Verschiebung des äußeren Stromes in die glatte Schleife 1 kann dadurch erklärt werden, daß die glatte Schleife bei einer etwas höheren Temperatur als die geknickte Schleife in den supraleitenden Zustand übergeht[1]). Da das System während des Überganges zur Supraleitung noch keinen geschlossenen supraleitenden Stromkreis bildet, verteilt sich der äußere Strom J auf die Schleifen 1 und 2 entsprechend deren Ohmschen Widerstand. Mit dem Eintritt der Supraleitung aber wirkt einer Änderung dieser Stromverteilung die Selbstinduktion entgegen[2]) und die bestehende Stromverteilung bleibt erhalten. Für die Unregelmäßigkeiten in den Meßergebnissen, die weit außerhalb der Beobachtungsfehler liegen, ist noch keine ausreichende Erklärung gefunden. Die gegenüber der elastischen Direktionskraft große magnetische Direktionskraft ist insofern von Einfluß, als sie das System in der Lage festzuhalten sucht, in der es sich während seiner Schwingungsbewegung beim Eintritt der vollständigen Supraleitung gerade befindet; „das System friert im äußeren Magnetfeld fest". Außerdem können noch die plötzlich auftretenden Schwingungen des Systems, deren Ursache noch nicht erkannt ist, von Einfluß auf die beobachtete Verdrehung beim Übergang in den supraleitenden Zustand sein.

Die Tatsache, daß im supraleitenden Zustand des Systems beim Kommutieren des äußeren Stromes nur kleine Ausschläge beobachtet wurden, dürfte damit zu erklären sein, daß die Selbstinduktionen der Schleifen 1 und 2 ziemlich gleich sind. Außerdem ist die Gegeninduktion der beiden Schleifen verhältnismäßig groß und hat wegen des entgegengesetzten Umlaufsinnes der Ströme J_1 und J_2 negatives Vorzeichen. Daß diese Größen für die Stromverteilung auf die Schleifen 1 und 2 des vorliegenden Systems ausschlaggebend sind, ist in der voranstehenden Arbeit gezeigt worden[1]). Obwohl bei der verwendeten Differentialanordnung eine Stromverlagerung leicht zu beobachten ist, konnte eine durch die Knicke der Schleife 2 etwa hervorgerufene Stromverlagerung im supraleitenden Zustand nicht nachgewiesen werden, da sich der Einfluß der Selbstinduktion hier noch überlagert.

1) W. Meißner, K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 519, 1935.
2) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 522, 1935.

1) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 522, 1935.

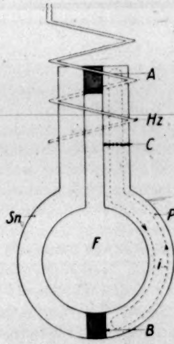
(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Über eine obere Grenze des Ohmschen Widerstandes von Supraleitern.

Von K. Steiner und P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Bei den in der voranstehenden Arbeit beschriebenen Versuchen wurde ein System verwendet, das einen geschlossenen supraleitenden Stromkreis bildet. Induziert man in diesem einen Dauerstrom, so kann man durch Beobachtung seiner zeitlichen Änderung eine Aussage über den Ohmschen Widerstand des verwendeten Systems machen[1]). Solche Versuche wurden mit den in der vorhergehenden Arbeit beschriebenen Systemen aus Zinn, Blei und Indium durchgeführt, ferner mit Kreisringen, die aus zwei verschiedenen Supraleitern zusammengesetzt waren.



Anordnung der Folien.

Sie bestanden aus einem Paar Zinn + Indium- und Zinn + Bleifolien von etwa 0,07 mm Dicke und 2 mm Breite. Die Folien hatten die in Abb. 1

1) H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 140b, c; 141b. W. Tuyn, Comm. Leiden Nr. 198.

angegebene Form und waren auf einem Glimmerblatt aufgeklebt. Bei A und B waren die beiden Folien verschweißt. Hz ist eine um die obere Schweißstelle gelegte bifilare Heizwicklung, die aber bei diesen Versuchen nicht benutzt wurde. Bei einem Versuch mit dem Zinn + Blei-System war dieses bei C durchschnitten, so daß kein die Innenfläche F umschließender Strom induziert werden konnte. Das System S war wieder an der bereits früher beschriebenen Anordnung befestigt[1]) und befand sich in einem äußeren Magnetfeld von wenigen Gauß.

Die Durchführung der Messungen wurde in der Weise vorgenommen, daß in dem System im supraleitenden Zustand z. B. durch Verdrehen des Torsionskopfes oder durch Änderung des äußeren Magnetfeldes ein Dauerstrom induziert wurde, dessen Größe aus der beobachteten Verdrehung des Systems ermittelt werden konnte. Die Änderung dieser Verdrehung wurde längere Zeit verfolgt.

Die Ergebnisse der Beobachtungen sind in Tabelle I zusammengefaßt. Sie enthält in Spalte 2

Tabelle I.

1	2	3	4	5	6	7	8
		$T°$ abs.	Δt sec	$(\alpha - \alpha_1)$ Skt.	$\Delta\alpha$ Skt.	R $\times 10^{13}\,\Omega$	$r = R/R_0$ $\times 10^{12}$
1	Sn	3,59	3900	294	0,4	7	11
2	Sn	3,6	480	955	1,0	8	11
3	Pb	4,2	1440	700	2,5	12	9
4	In	3,1	1800	1500	0,15	2	1,7
5	$Sn + In$	3,2	600	200	13	33	5,0
6	$Sn + Pb$	2,1	1620	980	1,2	0,8	1,2
7	$Sn + Pb$	3,28	3180	307	0,7	0,8	0,3

die untersuchten Systeme, in Spalte 3 die Versuchstemperatur T in °abs., in Spalte 4 die Beobachtungsdauer Δt in sec, in Spalte 5 den der induzierten Stromstärke proportionalen Ausschlag $(\alpha - \alpha_1)$ in Skt., der von derjenigen Stellung α_1 des Systems aus zu messen ist, in welcher die Aufhängung nicht tordiert ist. Spalte 6 enthält die während der Beobachtungszeit Δt eingetretene Änderung $\Delta\alpha$ des in Spalte 5 angegebenen Ausschlages $(\alpha - \alpha_1)$; Spalte 7 die daraus berechnete obere Grenze R des Systemwiderstandes und Spalte 8 das Verhältnis $r = R/R_0$, wobei R_0 der Widerstand bei 0° C ist[2]). Bei den Versuchen Nr. 1, 4 und 7 wurde keine Änderung des Ausschlages $(\alpha - \alpha_1)$, (Spalte 5), sondern nur kleine, unregelmäßige Schwankungen beobachtet, deren mittleres Fehlerquadrat in Spalte 6 aufgeführt ist. Bei den Versuchen Nr. 2, 3, 5 und 6 drehte sich das System während des Versuches fortdauernd nach der Richtung, die einem Anwachsen des Dauerstromes entsprochen hätte. Diese Verdrehung ist durch die elastische Nachwirkung der Aufhängung zu erklären, wie durch besondere Versuche festgestellt wurde. Die Korrektur für die elastische Nachwirkung wurde jedoch nicht angebracht. Der Wert in Spalte 6 ist hier der Unterschied der Einstellung am Anfang und am Ende des Versuches. Die in Spalte 7 angegebene obere Grenze R für den Ohmschen Widerstand der untersuchten Systeme wurde nach folgender Formel berechnet[1]):

$$R = -\frac{L\,\Delta\alpha(D_e + D_H)}{(\alpha - \alpha_1)\,D_e\,\Delta t}.$$

Darin bedeutet D_e und D_H die elastische und die magnetische Direktionskraft, L die Selbstinduktion in Henry, die sowohl aus der geometrischen Form des Systems als auch aus der magnetischen Direktionskraft nach der Formel: $L = 10^{-9} \cdot F^2 H^2 / D_H$ berechnet werden kann. Die übrigen Werte wurden aus Tabelle I entnommen. Im allgemeinen wurde das äußere Magnetfeld H so gewählt, daß $D_e = D_H$ wird. In diesem Fall ist die Anordnung im supraleitenden Zustand auf Stromänderung am empfindlichsten.

Bei den Versuchen 1–4 ist die glatte und geknickte Schleife hintereinander geschaltet. Deshalb ist auch der Widerstand der geknickten Schleife kleiner als der in Spalte 7 und 8 angegebene Wert. Die Versuche 5 und 6 sollten zeigen, ob der äußere Strom die Schweißstellen durchfließt und ob er in diesen einen noch meßbaren Widerstand erfährt. Spalte 7 der Tabelle I zeigt, daß der Widerstand dieser Systeme unmeßbar klein ist. Es ist also nur noch zu beweisen, daß der Dauerstrom durch die Schweißstelle A und B fließt. Dazu war bei Versuch Nr. 7 die Bleifolie bei C durchschnitten worden. Würde der Strom bei den Versuchen 5 und 6 die Schweißstellen nicht durchfließen, sondern einen ähnlichen Verlauf haben, wie in Abb. 1 durch die

1) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 520, 1935.

2) Nimmt man an, daß die Dauerströme im wesentlichen in der Oberfläche fließen, so erhält man für r natürlich noch kleinere Werte, da dann für R_0 der Widerstand dieser Oberflächenschicht einzusetzen ist.

1) Diese Formel läßt sich aus der bekannten Gleichung ableiten:

$$R = \frac{1}{J}\left(E - L\,\frac{dJ}{dt}\right),$$

wobei

$$E = -10^{-8}\,H F\,\frac{d\alpha}{dt}$$

ist. Die Stromstärke J und deren zeitliche Änderung dJ erhält man aus der Gleichgewichtsbedingung für die Einstellung des Systems:

$$D_e(\alpha - \alpha_1) = 0{,}1\,J H F \cos\alpha$$

mit $\alpha \ll 1$. Unter Berücksichtigung der Gleichung (4) unserer voranstehenden Arbeit (Physik. Zeitschr. **36**, 523, 1935) folgt die angegebene Gleichung, wenn man noch statt der Differentiale die Differenzen setzt.

gestrichelte Linie i angedeutet ist, so müßte die magnetische Direktionskraft D_H bei den Versuchen 5 und 6 von derselben Größenordnung sein wie in Versuch 7. Fließt der Dauerstrom aber durch die Schweißstellen hindurch, so muß die magnetische Direktionskraft infolge der größeren, vom Strom umflossenen Fläche bei den Versuchen 5 und 6 wesentlich größer sein als bei Versuch 7. Die Messung ergab für ein äußeres Feld von 1 Gauß eine magnetische Direktionskraft bei Versuch 6 von 0,13 dyn cm, bei Versuch 7 von 0,024 dyn cm[1]).

Es folgt aus diesen Werten, daß in einem aus zwei Supraleitern zusammengesetzten Kreisring ein Dauerstrom die Schweißstellen durchsetzt[2]) und in diesen keinen meßbaren Widerstand erfährt. Diese Untersuchungen haben ferner gezeigt, daß der Widerstand im supraleitenden Zustand auch für geknickte Drähte unmeßbar klein ist.

1) Bei Versuch 7 ist die vom Dauerstrom umflossene Fläche ganz von Supraleitern ausgefüllt. Die im normal leitenden Zustand diese Fläche durchsetzenden Kraftlinien sind nach Eintritt der Supraleitung herausgedrängt, wie das Verhalten des Systems bei einer Magnetfeldänderung zeigt. Dies entspricht den Beobachtungen von Meißner und Ochsenfeld (Naturwiss. **21**, 787, 1933).

2) Nach Angabe von W. Tuyn (Comm. Leiden Nr. 198, S. 17) konnte dies bei ähnlichen von ihm durchgeführten Versuchen nicht sicher nachgewiesen werden.

(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Eine obere Grenze der Thermokraft zwischen Supraleitern.

Von K. Steiner und P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die Thermokraft von reinen, normal leitenden Metallen wird bei tiefen Temperaturen sehr klein. Sie beträgt z. B. für Blei gegen Zinn bei 7,2° abs. nur $0,1 \cdot 10^{-6}$ V/Grad[1]). Die Thermokraft zwischen Supraleitern, die zuerst von W. Meißner[2]) mit einem Diesselhorstschen Kompensationsapparat gemessen wurde, ist kleiner als $0,02 \cdot 10^{-6}$ V/Grad. Die vorliegenden Versuche sollen nun mit Hilfe einer anderen Methode zeigen, daß die obere Grenze der Thermokraft zwischen Supraleitern noch wesentlich tiefer liegt.

Für die Messungen wurde dieselbe Anordnung verwendet, die in der voranstehenden Arbeit[3]) bei den Versuchen Nr. 5 und 6 zur Bestimmung der oberen Grenze des elektrischen Widerstandes von supraleitenden Schweißstellen verwendet wurde und in Abb. 1 der genannten Arbeit abgebildet ist. Das Meßverfahren beruht darauf, daß durch die mit Wechselstrom geheizte Wicklung Hz die obere Schweißstelle A gegenüber der unteren B etwas erwärmt wurde, ohne daß dadurch die Supraleitung schon zerstört wird. Bestände infolge dieser Temperaturdifferenz eine Thermokraft in dem geschlossenen supraleitenden Kreis, so müßte sie einen elektrischen Strom hervorrufen, der mit der Zeit anwächst, da er sich im Supraleiter nicht in Joulesche Wärme verwandeln kann. Ein solcher Strom würde eine Verdrehung des in einem schwachen Magnetfeld drehbar aufgehängten Systems zur Folge haben.

Die Messungen haben ergeben, daß im supraleitenden Zustand bei eingeschalteter Heizung innerhalb der Meßgenauigkeit keine zeitliche Änderung der Einstellung des Systems stattfindet. Die Einstellung war beim Blei-Zinnsystem 2200 sec lang bis auf 0,7 Skt., beim Indium-Zinnsystem 3000 sec lang bis auf 0,3 Skt. konstant. Ferner war innerhalb der Meßgenauigkeit von 1 Skt. keine Verdrehung des Systems in einem äußeren Magnetfeld von 1,2 Gauß zu beobachten, wenn die Heizung Hz ein- oder ausgeschaltet wurde. Da einer Verdrehung von 1 Skt. unter Berücksichtigung der magnetischen Direktionskraft eine Stromveränderung von $5 \cdot 10^{-4}$ A entspricht, muß diese beim Ein- oder Ausschalten der Heizung auftretende Stromveränderung kleiner als $5 \cdot 10^{-4}$ A sein. Die zeitliche Stromveränderung $\Delta J/\Delta t$ wird damit für das Blei-Zinnsystem $\frac{\Delta J}{\Delta t} < \frac{0,7 \cdot 5 \cdot 10^{-4}}{2200}$ A/sec, für das Indium-Zinnsystem $\frac{\Delta J}{\Delta t} < \frac{0,3 \cdot 5 \cdot 10^{-4}}{3000}$ A/sec.

Der Ohmsche Widerstand im supraleitenden Zustand ist nach Tabelle I, Spalte 6, der vorhergehenden Arbeit (l. c.) für das Blei-Zinnsystem kleiner als $8 \cdot 10^{-14}\,\Omega$, für das Indium-Zinnsystem kleiner als $3,3 \cdot 10^{-12}\,\Omega$. Die Selbstinduktion L des Systems ist aus der experimentell ermittelten magnetischen Direktionskraft berechnet worden und war für beide Systeme $L = 3 \cdot 10^{-8}$ Henry.

Zur Bestimmung der Temperaturdifferenz zwischen A und B für eine bestimmte Heizleistung dienen folgende Beobachtungen: Für das Blei-Zinnsystem ist in einem Magnetfeld von 1,2 Gauß bei ausgeschalteter Heizung Hz die Schwingungsdauer τ des Systems beim Abkühlen von Zimmertemperatur bis zu 20° abs. konstant $\tau = 6,5$ sec. Das Blei wird bekanntlich bei 7,2° abs. supraleitend. Bei 4,2° abs. war die Schwingungsdauer auf $\tau = 5,7$ sec gesunken und blieb

1) G. Borelius, W. H. Keesom, C. H. Johansson u. J. O. Linde, Comm. Leiden Nr. 217c.

2) W. Meißner, Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Ind. 34, 197, 1927.

3) K. Steiner u. P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 525, 1935.

bis etwa 3,7° abs. konstant. Mit dem Eintritt der Supraleitung des Zinns bei etwa 3,7° abs. wird nochmals eine Abnahme der Schwingungsdauer auf $\tau = 3{,}4$ sec beobachtet. Erwärmt man die Schweißstelle A durch Einschalten der Heizung ein wenig gegenüber B, so ist bis 3,7° abs. die Schwingungsdauer des Systems dieselbe wie ohne Heizung. Kurz unterhalb 3,7° abs. aber fällt die Schwingungsdauer mit sinkender Temperatur von $\tau = 5{,}7$ sec auf $\tau = 5{,}3$ sec, um dann plötzlich auf $\tau = 3{,}4$ sec abzusinken. Die Temperatur, bei der diese letzte plötzliche Änderung der Schwingungsdauer erfolgt, liegt um so tiefer, je größer die Heizleistung ist.

Die Änderung der Schwingungsdauer ist durch das mit dem Eintritt der Supraleitung verbundene Auftreten einer magnetischen Direktionskraft D_H zu erklären. Bei 20° abs. ist noch kein Teil des Systems supraleitend, mithin können auch noch keine Dauerströme induziert werden. Bei 4,2° abs. dagegen werden bei einer Drehung des Systems im Blei Dauerströme induziert, die etwa den in Abb. 1 gestrichelten Verlauf haben könnten. Bei weiterer Temperaturerniedrigung wird dann bei 3,7° abs. auch das Zinn supraleitend und die Dauerströme können die Fläche F umfließen. Dementsprechend ändert sich die magnetische Direktionskraft und damit auch die Schwingungsdauer sehr stark. Ist die Heizung eingeschaltet, so besteht zwischen A und B ein Temperaturgradient. Bei einer Heliumbadtemperatur von 4,2° abs. reicht die Erwärmung von A nicht aus, um die Supraleitung des Bleis zu vernichten. Für das Zinn aber bewirkt bei einer nur wenig unterhalb 3,7° abs. liegenden Badtemperatur der Temperaturgradient zwischen A und B, daß das Zinn erst nach und nach von der Schweißstelle B aus mit sinkender Temperatur supraleitend wird, so daß sich in ihm die Dauerströme nur allmählich nach A zu weiter ausdehnen können und so die langsame Abnahme der Schwingungsdauer hervorrufen. Erst wenn die Badtemperatur so tief ist, daß das Zinn ganz supraleitend geworden ist, können Dauerströme die Fläche F umfließen und bewirken die plötzliche starke Abnahme der Schwingungsdauer entsprechend der großen, von den Strömen jetzt umflossenen Fläche. Durch Vergleich des Eintritts der Supraleitung an den Schweißstellen B und A mit der entsprechenden Temperatur des umgebenden Heliumbades erhält man, wenigstens angenähert, für das Blei-Zinnsystem eine Temperaturdifferenz $\Delta T = 0{,}1°$, für das Indium-Zinnsystem $\Delta T = 0{,}5°$, wenn der gleiche Heizstrom wie beim Thermoversuch eingeschaltet war.

Für die durch diese Temperaturdifferenz hervorgerufene Thermokraft E läßt sich mit Hilfe der zuerst mitgeteilten Beobachtungsergebnisse eine obere Grenze berechnen. Solange das System festgehalten wird, ist in ihm außer einer etwaigen Thermokraft E keine elektromotorische Kraft vorhanden. Die bei Drehung des Systems in einem Magnetfeld induzierten Ströme sind bereits dadurch berücksichtigt, daß bei der Berechnung der Stromempfindlichkeit die magnetische Direktionskraft D_H zur elastischen Direktionskraft der Aufhängung D_e addiert wurde. Für die Thermokraft E gilt dann die bekannte Gleichung:

$$E = JR + L\,(\Delta J/\Delta t).$$

Durch Einsetzen der obigen Zahlen erhält man für das Blei-Zinnsystem bei einer Temperaturdifferenz zwischen A und B von 0,1° $E < 5 \cdot 10^{-15}$ V oder $e < \frac{5 \cdot 10^{-15}}{0{,}1}$ V/Grad, für das Indium-Zinnsystem bei einer Temperaturdifferenz zwischen A und B von 0,5° $E < 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ V oder $e < \frac{1{,}5 \cdot 10^{-15}}{0{,}5}$ V/Grad. Die Messungen am Blei-Zinnsystem wurden bei 2,1° abs., die beim Indium-Zinnsystem bei 2,5° abs. durchgeführt.

Es ist noch dem Einwand zu begegnen, daß der Thermostrom gerade so weit anwächst, daß infolge der Peltier-Wärme, die durch die Heizung erzeugte Temperaturdifferenz gerade aufgehoben wird. Da der im Thermosystem fließende Strom J sehr klein sein muß ($J < 10^{-4}$ A), würde daraus ein sehr großer Peltier-Koeffizient folgen. Dieser hätte bei der Bestimmung der oberen Grenze des Systemwiderstandes mit Hilfe von Dauerströmen in der voranstehenden Arbeit zu einer Abkühlung bzw. Erwärmung der Schweißstellen A und B geführt. Die dadurch entstehende Temperaturdifferenz zwischen A und B hätte Anlaß zu einem Thermostrom gegeben, der dem Dauerstrom entgegengerichtet ist und ihn also geschwächt hätte. Unter Berücksichtigung der Beziehungen $\pi = eT$ (π = Peltier-Koeffizient, e = differentieller Thermokoeffizient, T = absolute Temperatur) kann man leicht zeigen, daß der Thermostrom unbedingt hätte beobachtet werden müssen. Da keine Abnahme des Dauerstromes beobachtet wurde, ist dieser Einwand widerlegt.

Die vorliegenden Versuche haben also gezeigt, daß der Thermokoeffizient zwischen den supraleitenden reinen Metallen Blei und Zinn kleiner als $5 \cdot 10^{-14}$ V/Grad, der von Zinn und Indium kleiner als $3 \cdot 10^{-15}$ V/Grad wird.

(Eingegangen 12. Juni 1935.)

Über einen Taschenthermographen.

Von W. Keil.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Bei den Vorbereitungen eines Verfahrens zur Prüfung von Taschenuhren höherer Leistungsstufe unter den Bedingungen des täglichen Gebrauchs erschien es notwendig, die Temperaturverhältnisse für diese Betriebsbedingungen zu erfassen. Zwar hat die Uhrentechnik für die Ausgleichseinrichtungen, die sie seit längerer Zeit in besseren Uhren anbringt — Kompensationsunruhe —, einen hohen und einen niedrigen Temperaturwert angenommen, für die die Uhren auf den Gang Null einreguliert werden. In der Literatur sind keine Anhaltspunkte zu finden über die tatsächlichen Temperaturverhältnisse, unter denen die Taschenuhr in Betrieb ist. Ihre Kenntnis ist jedoch für die Beurteilung der Leistungen einer Taschenuhr ebenso wichtig, wie für die Aufklärung der den Gang der Uhr beeinflussenden Umstände. Dem Wunsche, den Temperaturgang in allen Einzelheiten zu erfassen, verdankt der Taschenthermograph seine Entstehung.

Da für das kleine Gerät zunächst keine weiteren Verwendungsmöglichkeiten angenommen wurden, erschien es mit Rücksicht auf die Kostenfrage zweckmäßig, solche Bauteile zu verwenden, die in der Uhren- und Instrumententechnik bereits verwendet werden.

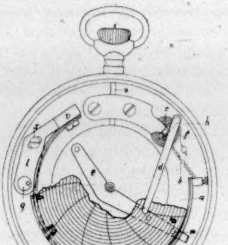


Abb. 1. Taschenthermograph von oben gesehen.

Abb. 1 zeigt das Gerät von oben gesehen, Abb. 2 einen Querschnitt.

Um das gegen Staub abgekapselte Taschenuhrwerk *u*, das über die verlängerte Aufzugswelle *w* mittels der Krone *i* aufgezogen wird und auf der Grundplatte *p* befestigt ist, liegt der Bimetallstreifen *a*. Er ist kreisförmig gebogen, seine Länge entspricht einem Zentriwinkel von 240°, der den größten Verstellweg ergibt. Er ist an dem Vorsprung *v* des Haltestückes *l* durch Verschraubung befestigt. Die durch Temperaturänderungen bedingten Bewegungen des freien Endes des Streifens *a* werden durch das Chronometerkettchen *b* auf die Achse *c* übertragen, auf der ein über das obere Achslager hinweggreifender Hebel *h* festsitzt. Letzterer trägt eine leichte Blattfeder *d*. Das Ende dieser Feder trägt einen an seiner Spitze mit einer sehr feinen Bohrung versehenen Hohlkegel *k*, der die Schreibtinte aufnimmt, und mit leichtem Federdruck auf dem Schreibteller *t* aufliegt. Die Spiralfeder *f* hält das Kettchen *b* dauernd unter leichtem Zug. In dem Taschenuhrwerk *u* macht das sog. Stundenrohr anstatt zwei Umdrehungen in 24 Stunden deren nur eine. Auf dem Stundenrohr ist der Schreibteller *t* von 50 mm Durchmesser befestigt, der in seiner Lage durch den ausschwenkbaren, zwischen Zahnrad und Teller eingreifenden Hebel *e* gesichert wird, so daß der Teller dauernd in Eingriff mit dem Uhrwerk *u* bleibt. Der nach unten ragende Stift *m* am Hebel *e* verstellt beim Entsichern des Schreibtellers durch Ausschwenken des Hebels *e* den Bimetallstreifen innerhalb seiner elastischen Grenzen so weit, daß die Schreibfeder außerhalb des Tellerrandes zu stehen kommt. Dadurch wird das Abheben des Registriertellers wesentlich erleichtert. Das mit Polarkoordinaten versehene Vordruckblatt, das auf der Rückseite gummiert ist, wird angefeuchtet und haftet dann sicher auf dem Teller, von dem es, ohne daß dadurch die Aufzeichnung gefährdet wird, bequem abgelöst werden kann, nachdem man den Teller mit dem Schreibblatt kurze Zeit dem Dampf siedenden Wassers ausgesetzt hat. Mit Hilfe der Schraube *g*, deren exzentrischer Kopf oben einen Vierkant zum Aufstecken des Stellschlüssels trägt, kann das Haltestück *l* in seiner Lage verändert werden, so daß der auf 25° C bemessene Meßbereich des Gerätes in gewissen Grenzen verlegt werden kann. Der Führung des Haltestückes *l* bei der

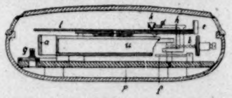


Abb. 2.
Querschnitt durch den Taschenthermographen.

Verstellung dient die Schraube *s*, deren Hals in den im Haltestück *l* vorhandenen Schlitz paßt.

Für das Gerät wurden normale Taschenuhrenwerke besserer Gütestufe verwendet, bei denen lediglich die Übersetzung des Stundenrohres verändert und die Aufzugswelle verlängert werden mußte. Als Gehäuse konnte ein

solches benutzt werden, wie es die Firma Lufft, Stuttgart, für Taschenbarometer verwendet. Zahlreiche derartige Geräte haben sich in länge-

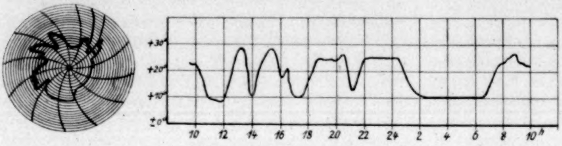


Abb. 3. Aufzeichnung eines Taschenthermographen links, Umzeichnung in rechtwinklige Koordinaten rechts.

ren Beobachtungsreihen, über die in anderem Zusammenhang berichtet werden soll, gut bewährt.

Abb. 3 zeigt eine mit dem Gerät gewonnene Aufzeichnung, in der die beträchtlichen Schwankungen der Temperatur während der Tragezeit am Körper auffallen. Als Genauigkeit der Anzeige wurde die angestrebte Genauigkeit von $\pm 1^\circ$ C erreicht; sie läßt sich steigern, wenn Ritzaufzeichnung auf Wachspapier angewendet wird.

Auch für andere Zwecke als den ursprünglich ins Auge gefaßten läßt sich das Gerät verwenden, da es nur geringen Raum beansprucht und seine thermische Trägheit dem jeweiligen Zweck ohne Schwierigkeiten angepaßt werden kann.

Bei der Ausarbeitung der Konstruktion des Gerätes hat mich mein Bruder, Herr Dipl.-Ing. G. Keil in Sarstedt, durch die Anfertigung von zwei Bauzeichnungen unterstützt. Ihm danke ich auch an dieser Stelle ebenso wie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bewilligung der Mittel und Herrn Generaldirektor Helmuth Junghans in Schramberg für die Stiftung der Uhrwerke.

(Eingegangen 6. Juni 1935.)

Über die Möglichkeit von Fehldeutungen in der Röntgendiaskopie bei Vernachlässigung der selektiven Absorption der Röntgenstrahlen.

Von F. Regler.

In der Materialdurchstrahlung wird die selektive Absorption der Röntgenstrahlen im allgemeinen unbeachtet gelassen, da die *K*-Absorptionskanten der in der Praxis meist zu durchstrahlenden Elemente (*Al*, *Fe*, *Cu* u. dgl.) in einem Wellenlängenbereich liegen, der zufolge seiner Langwelligkeit schon im Röhrenglas praktisch vollständig absorbiert wird. Im nachstehenden soll an Hand von Beispielen gezeigt werden, wie gerade die selektive Absorption der Röntgenstrahlen unter Umständen die für die Durchführung und Beurteilung von Grobstrukturaufnahmen aufgestellten Regeln umstoßen und zu groben Fehlschlüssen bei der Auswertung von Röntgenaufnahmen führen kann.

I. Mögliche Fehldeutungen bei der Bestimmung von Dickenunterschieden bei gleichem Material.

1. Theoretische Überlegungen.

Bekanntlich werden bei der Durchstrahlung von Metallen verschiedener Dicke und unregelmäßiger Begrenzung — zur Vermeidung von Überstrahlungen des photographischen Films an den dünnen Stellen bzw. an den Rändern — die Probekörper in ein Flüssigkeitsbad gebracht, das so gewählt wird, daß sein Absorptionsvermögen dem des zu prüfenden Materials gleich wird. So wird z. B. für die Durchstrahlung von *Al* eine Lösung von $BaCl_2$ in H_2O [1]), für die Untersuchung von *Fe* eine Lösung von BaJ_2 [1]) oder $SnCl_2$ [2]) vorgeschlagen. Nun liegt aber die *K*-Absorptionskante von Barium bei einer Wellenlänge von 0,3307 Å, jene von Jod bei 0,3737 Å und jene von Zinn bei 0,4242 Å, jedenfalls schon in Spektralbereichen, die für die Materialdurchleuchtung mit Röntgenstrahlen Bedeutung besitzen.

Da bei Bremsstrahlung das Verhalten der Absorptionsgesetze nicht ohne weiteres wiedergegeben werden kann, soll zur rechnerischen Vereinfachung der Teil des Bremsspektrums, dessen Wellenlängen durchwegs kürzer sind als die Wellenlänge der *K*-Absorptionskante des schwersten Bestandteiles der Lösung, durch eine Wellenlänge λ_1 ersetzt werden, während der langwellige Teil des Spektrums durch eine Wellenlänge λ_2 beschrieben sei. Bezeichnet man die Wellenlänge der *K*-Absorptionskante des schwersten Bestandteiles der Lösung mit $\bar{\lambda}$, die Wellenlänge der *K*-Absorptionskante des zu durchstrahlenden Metalles mit $\bar{\bar{\lambda}}$, so besteht zwischen diesen Werten die Beziehung

$$\lambda_1 < \bar{\lambda} < \lambda_2 < 1\,\text{Å} < \bar{\bar{\lambda}}.$$

Bekanntlich sind in der Röntgendurchstrahlung alle $\lambda > 1$ Å wegen ihrer Langwelligkeit bedeutungslos. Wie weit die durch diese Vereinfachung

1) H. Pilon und A. Laborde, Compt. Rend. **183**, 658, 1926.

2) R. Glocker, P. Wiest und R. Woernle, Stahl und Eisen **53**, 758, 1933.

gewonnenen Erkenntnisse auch für Bremsstrahlung, die durch diese Vereinfachung nicht vollständig erfaßt werden kann, Gültigkeit besitzen, sollen die im nächsten Abschnitt zur Besprechung gelangenden Versuchsergebnisse darlegen.

Die Intensität der Strahlung mit der Wellenlänge λ_1 sei durch J_1, die der Strahlung mit der Wellenlänge λ_2 durch J_2 festgelegt. Bezeichnet man den Gesamtschwächungskoeffizienten für die Wellenlänge λ_1 in dem zu untersuchenden Metall[1]) mit τ_1, in der gesamten Lösung mit τ_3, den für die Wellenlänge λ_2 im Metall mit τ_2, in der Lösung mit τ_4, so bestehe zwischen diesen Werten die Ungleichung $\tau_1 \neq \tau_2 \neq \tau_3 \neq \tau_4$.

Mit diesem Wellenlängengemisch aus zwei λ sollen drei Proben von gleicher Dicke durchstrahlt werden. Nimmt man als erste Probe ein Metall von der Dicke D, als zweite Probe eine der obenerwähnten Lösungen in gleicher Höhe und als dritte Probe ein Metall von der Dicke D_1, über dem sich eine Lösung von der Höhe D_2 befindet, wobei $D_1 + D_2 = D$ sei, so bestehe durch geeignete Wahl der Lösung bzw. ihrer Konzentration zwischen der vom Metall und der von der Lösung von der Dicke D durchgelassenen Strahlung die Beziehung

$$J_1 e^{-\tau_1 D} + J_2 e^{-\tau_2 D} = J_1 e^{-\tau_3 D} + J_2 e^{-\tau_4 D}. \quad (1)$$

Es besteht nun die Frage, ob diese Beziehung, wenn sie für eine Dicke D besteht, auch für andere Dicken Gültigkeit besitzt und ob sie auch bei Übereinanderschichtung von Metall und Lösung bestehen bleibt.

Die erste Frage muß verneinend beantwortet werden, da sonst Gleichung (1) für sämtliche Dicken D Gültigkeit hätte, d. h. unendlich viele Lösungen für D haben müßte, was aber nicht der Fall ist.

Aber auch bei Übereinanderschichtung von Metall und Lösung ($D_1 + D_2 = D$) ist trotz des Bestehens der Gleichung (1) keine Gleichheit der durchgelassenen Strahlenintensität mit der von der Lösung bzw. dem Metall von der Dicke D durchgelassenen Dosis mehr zu erwarten, da in diesem Falle die Gleichung gelten müßte:

$$\left.\begin{aligned} J_1 e^{-\tau_3 D} + J_2 e^{-\tau_4 D} = {} & J_1 e^{-(\tau_1-\tau_3) D_1 - \tau_3 D} \\ & + J_2 e^{-(\tau_2-\tau_4) D_1 - \tau_4 D}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

in anderer Form

$$\left.\begin{aligned} J_1 e^{-\tau_3 D} + J_2 e^{-\tau_4 D} = {} & J_1 e^{-\tau_3 D} \cdot e^{-(\tau_1-\tau_3) D_1} \\ & + J_2 e^{-\tau_4 D} \cdot e^{-(\tau_2-\tau_4) D_1}. \end{aligned}\right\} \quad (2a)$$

Die Gleichung (2a) ist aber offenbar nicht für alle möglichen D_1 erfüllt; es kann also durch Übereinanderschichtung eine andere Strahlendosis absorbiert werden, als in den beiden Einzelsubstanzen gleicher Dicke erreicht wird.

2. Versuchsergebnisse.

Um bei den experimentellen Arbeiten die Annäherung an die praktische Röntgendurchstrahlung zu gewährleisten, wurden die Untersuchungen mit Bremsstrahlung durchgeführt. Zur Verwendung gelangte eine Röntgenapparatur in Halbwellenschaltung und eine Röntgenselbstschutzröhre mit W-Anode und 0,5 mm Al-Filter. Die der Röntgenröhre zugekehrte Seite der Filmkassette bestand aus 1 mm Al. Um bei den Messungen die in der Materialdurchstrahlung praktisch vorliegenden Verhältnisse möglichst zu erreichen, wurde die Schwärzung von doppelt begossenen Röntgenfilmen (Kodak-Röntgenfilme auf blauer Sicherheitsunterlage) im Zeißschen Stufenphotometer vermessen. Aus der Höhe der Schwärzung kann hierbei allerdings wegen der Vielfärbigkeit der verwendeten Röntgenstrahlung und wegen der Ag- und Br-Kanten in der photographischen Schichte nur angenähert auf das Intensitätsverhältnis der durchgedrungenen Strahlung geschlossen werden.

Zur Durchführung der Untersuchungen wurden in ein Bleiblech 7 kreisrunde Löcher von 10 mm Durchmesser gestanzt und diese mit Paraffin ausgegossen. Konzentrisch um diese Löcher wurden dem Bleiblech 7 Stahlröhrchen von 14 mm Durchmesser und 18 mm Höhe aufgesetzt. In sechs dieser Röhrchen wurden Al-Vollzylinder von 14 mm Durchmesser und ungefähr 3, 6, 9, 12, 15 und 18 mm Höhe gegeben. Der restliche Teil der Röhrchen, ebenso wie das siebente Röhrchen wurden mit der eingangs erwähnten Lösung aus 35 g $BaCl_2$ in 100 cm³ H_2O angefüllt und der entstandene Meniskus durch Absaugen mit Filtrierpapier auf ein Mindestmaß herabgedrückt. Die gesamte Bleiplatte wurde nun auf die besprochene Röntgenkassette gelegt, röntgenographisch aufgenommen und die Untersuchung bei verschiedenen Röhrenspannungen, also verschiedenem λ_0 wiederholt. Die Maximalspannungen an der Röhre V_0 (in verschiedenen Abhandlungen auch V_g oder V_{max} genannt) betrugen hierbei 34 kV, 45,5 kV, 57 kV, 68,5 kV und 80 kV. In einem Fall (bei 34 kV) betrug $\lambda_0 = 0{,}363$ Å, war λ_0 also langwelliger als die K-Absorptionskante von Ba. In allen übrigen Fällen war λ_0 kurzwelliger als die K-Absorptionskante von Ba.

Obwohl die Belichtungszeiten den veränderten Spannungsstufen sorgfältig angepaßt wurden,

1) Es ist einleuchtend, daß diese Betrachtungen nicht nur für Metalle, sondern für alle Körper, die den besprochenen Absorptionsbedingungen genügen, Gültigkeit besitzen. Metalle sollen bloß der Einfachheit halber herangezogen werden.

Tabelle I.

Dicke des absorbierenden Mittels in mm		Verhältnis der Schwärzungen in Abhängigkeit von der Röhrenspannung, bzw. von verschiedenen λ_0-Werten				
35 g $BaCl_2$ + 100 cm² H_2O	Al	34,0 kV (0,363 Å)	45,5 kV (0,271 Å)	57,0 kV (0,216 Å)	68,5 kV (0,180 Å)	80,0 kV (0,154 Å)
18,0	0,0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
14,9	3,1	0,90	0,83	0,80	0,97	1,06
11,9	6,1	0,63	0,69	0,64	0,72	0,80
8,9	9,1	0,53	0,58	0,57	0,81	0,87
5,8	12,2	0,35	0,42	0,56	0,94	1,26
3,2	14,8	0,30	0,38	0,59	1,08	1,51
0,0	18,0	0,20	0,52	1,02	1,66	2,09

war es schwierig, für ein bestimmtes Röhrchen, etwa für das mit der Lösung erfüllte ohne Al-Einsatz, immer die gleiche Schwärzung zu erhalten. Der Übersichtlichkeit wegen sind daher in der Tabelle die Schwärzungswerte jeder Spalte in der Form wiedergegeben, daß jeder Wert, vermindert um S_0, durch die Schwärzung hinter 18 mm Lösung, vermindert um S_0, dividiert wurde. Die Werte für die Reihe mit 34 kV sind durch Mittelung aus zwei Aufnahmen, die Werte für 57 kV aus drei Aufnahmen und die Werte für die Meßreihen 45,5, 68,5 und 80 kV aus je einer Aufnahme entstanden.

Da die erste Meßreihe (34 kV) langwelligere Strahlen enthält als die Wellenlänge der K-Absorptionskante von Ba, ist die Ba-Lösung für diese Strahlen viel durchlässiger als das gleichdicke Al und nimmt die Durchlässigkeit mit steigender Dicke von Al ständig ab. Bei einer Röhrenspannung von 45,5 kV ($\lambda_0 = 0{,}271$ Å) ist ein Teil des Bremsspektrums bereits kurzwelliger als die K-Absorptionskante von Ba; die Werte für die Schwärzung weisen zwischen der ersten und letzten Zeile der Spalte ein ausgesprochenes Minimum auf. Ähnliche Gesetzmäßigkeiten finden sich auch bei den noch höheren Röhrenspannungen.

Nach der Voraussetzung soll die Lösung von $BaCl_2$ in H_2O in der angegebenen Konzentration die gleiche Durchlässigkeit für Röntgenstrahlen haben wie Al. Wie der Tabelle I entnommen werden kann, erfüllt die Lösung bei gegebener Vorfilterung und einer Röhrenspannung von etwa 57 kV diese Bedingung bei 18 mm Dicke des zu durchstrahlenden Mediums fast restlos. Die Verhältnisse liegen hier so, wie sie in Gleichung (1), allerdings nur für zwei Wellenlängen dargestellt wurden. Falls ferner die aus Gleichung (2a) ermittelte Beziehung auch für Bremsstrahlung Gültigkeit besitzt, muß diese Spalte bei Übereinanderschichtung von $Al + BaCl_2$-Lösung von zusammen gleicher Höhe wie die Lösung bzw. das Al allein, in den meisten Fällen eine Verschiedenheit der Schwärzung gegenüber der von Al oder der Lösung allein erkennen lassen. Wie aus Spalte 3 der Tabelle I sowie aus Fig. 1 hervorgeht, ist dies auch tatsächlich der Fall. Unter Berücksichtigung der oben gemachten Einschränkungen kann man daher sagen, daß die Abweichung der Schwärzungen von der Schwärzung „1" derart beträchtlich ist (44 Proz.), daß der aus Gleichung (2) gefolgerte Schluß auch für Bremsstrahlung erwiesen erscheint.

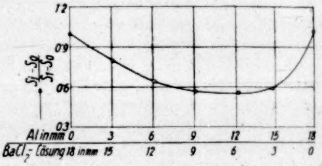


Fig. 1. Abhängigkeit des Schwärzungsverhältnisses $\frac{S_i - S_0}{S_1 - S_0}$ von der Dicke der übereinandergelagerten Schichten Al und $BaCl_2 + H_2O$ für Röntgenbremsstrahlung. (Röhre in Halbwellenschaltung, $V_0 = 57$ kV.) S_i = Schwärzung nach Durchdringung von Al und $BaCl_2 + H_2O$, S_1 nach 18 mm $BaCl_2$-Lösung.

Für noch kurzwelligere Strahlung wird Al wieder durchlässiger als die Lösung (die letzten zwei Spalten der Tabelle I), jedoch zeigen die Werte selbst noch für Röhrenspannungen von 80 kV ein Minimum der Schwärzung und keinen ständigen Anstieg zwischen den beiden äußersten Werten.

Bei den genannten Untersuchungen wurde die Wirkung der charakteristischen K-Strahlung von Ba auf das Schwärzungsverhältnis unberücksichtigt gelassen. Die Röntgendurchleuchtung einer in eine Lösung aus $BaCl_2 + H_2O$ getauchten, 3 mm dicken Al-Platte, die einmal am Boden der Lösung zu liegen kam, das zweitemal so in der Lösung gehalten wurde, daß die Oberfläche der Lösung mit der Oberfläche der Al-Platte eine Ebene bildete, lehrte aber, daß die Schwärzung des photographischen Filmes im ersten Fall, bei dem die Röntgenstrahlen zuerst die Lösung und dann die Al-Platte durchdringen, viel geringer ist als im zweiten Fall, bei dem zuerst die Al-Platte und dann die Lösung durchstrahlt wurde. Dies ist darauf zurückzuführen, daß im ersten Fall ein Großteil der

K-Strahlung des *Ba* in der *Al*-Platte absorbiert wird, während im zweiten Fall die charakteristische *Ba*-Strahlung wesentlich zur Filmschwärzung beiträgt. Bei gleichem durchstrahlten Objekt und gleichbleibender Absorption der Röntgenstrahlung ist also in jenen Fällen, in denen mit der Aussendung charakteristischer Strahlungen im technisch brauchbaren Wellenlängenbereich gerechnet werden muß, auch noch die Anordnung der zu durchstrahlenden Objekte auf die Filmschwärzung von Einfluß. Durch diese Erkenntnis ist die Möglichkeit der Bestimmung von Intensitätsverhältnissen der Röntgenstrahlung aus den Schwärzungsverhältnissen auch noch in dieser Richtung eingeschränkt.

Durch die Untersuchung kleiner Feldgrößen war bei den in Tabelle I ersichtlichen Ergebnissen der störende Einfluß der Streustrahlung weitgehendst herabgesetzt worden. Eine größere Anzahl ähnlicher Versuchsreihen, die vom Verfasser zur Überprüfung unter anderen Versuchsbedingungen durchgeführt wurden (veränderte Feldgröße, veränderte Dicke des durchstrahlten Körpers, Anwendung von Verstärkerfolien usw.) lieferte im wesentlichen keine neuen Erkenntnisse, so daß von ihrer Wiedergabe an dieser Stelle abgesehen werden kann.

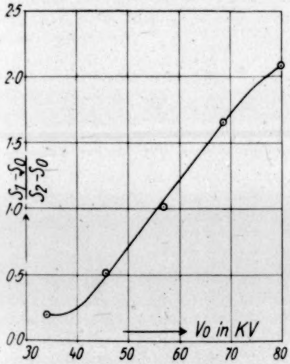


Fig. 2. Abhängigkeit des Schwärzungsverhältnisses $\frac{S_1 - S_0}{S_2 - S_0}$ von der Spannung V_0 bei Halbwellenschaltung. S_1 = Schwärzung nach Durchdringung von 18 mm $BaCl_2$-Lösung, S_2 nach 18 mm *Al*.

Fig. 2, in der als Abszisse die V_0 an der Röntgenröhre, als Ordinate das in der letzten Zeile der Tabelle I eingetragene Verhältnis der Schwärzung von 18 mm *Al* zu der von 18 mm Lösung eingetragen sind, zeigt die Änderung dieses Schwärzungsverhältnisses mit der Röhrenspannung. Der weitere, nicht mehr dargestellte Kurvenverlauf müßte ein Maximum erreichen und bei sehr starkem Überwiegen der kurzen Wellenlängen sich dem Wert 1 nähern, da ja bei Verwendung kurzwelliger Strahlen eine ständige Kontrastverminderung eintritt. Auf die Frage der Kontrasterhöhung mit steigender Röhrenspannung, wie er in Fig. 4 dargestellt ist, wird noch zurückzukommen sein.

3. Mögliche Fehldeutungen bei der praktischen Auswertung von Grobstrukturaufnahmen von gleichem Material verschiedener Dicke.

Wie aus Tabelle I hervorgeht, besteht besonders für den in Spalte 3 bei 57 kV wiedergegebenen Fall die Möglichkeit von Fehldeutungen bei der Auswertung technischer Röntgendiagramme. Infolge der Gleichheit der Filmschwärzung hinter *Al* bzw. hinter der $BaCl_2$-Lösung ist man geneigt, den Feldern mit der geringeren Filmschwärzung entweder ein dickeres Material oder

Fig. 3a.

Fig. 3b.

Fig. 3. a) Röntgendiagramm eines Pleuelstangenkopfes aus Duraluminium in einer $BaCl_2$-Lösung. b) Röntgendiagramm eines Pleuelstangenlagers aus Duraluminium in einer $BaCl_2$-Lösung. (Positivkopien.)

ein Material mit einem höheren Absorptionsvermögen, als es sowohl *Al* als auch die Bariumlösung besitzt, zuzuschreiben. Über die praktische Möglichkeit eines solchen Falles berichten die Fig. 3a und b. Fig. 3a zeigt das Röntgendiagramm eines Pleuelstangenkopfes und Fig. 3b das Diagramm eines Pleuelstangenlagers aus

Duraluminium, deren Dicke 3,5 cm betrug. Die Pleuelstange selbst wies eine wesentlich geringere Dicke auf (2,2 cm). Da zur Vermeidung von Überstrahlungen des photographischen Films die Pleuelstange in eine Lösung von 35 g $BaCl_2$ + 100 cm³ H_2O von 3,5 cm Höhe gelegt wurde, mußte zur Vermeidung des Eindringens der Lösung in die axiale Bohrung der Stange diese an den beiden Enden verschlossen werden.

Wie man den Figuren entnehmen kann, ist der Film an den Stellen des Lagers bzw. des Kopfes, an denen das Duraluminium wegen seiner Dicke nicht mehr von der gleichhohen Lösung überdeckt werden kann, am stärksten geschwärzt, während die Pleuelstange selbst eine geringere Schwärzung als die Lösung aufweist. Ohne Rücksichtnahme auf die oben angestellten Betrachtungen läge daher die Vermutung nahe, dem Pleuelstangenlager die geringste, der Pleuelstange selbst die größte Dicke zuzuschreiben. Aber selbst bei Kenntnis der Abmessungen wäre immer noch der Schluß naheliegend, bei der Pleuelstange aus der geringeren Schwärzung auf eine Legierung mit einem Schwermetall zu schließen. In Wirklichkeit bestehen aber sowohl die Pleuelstange als auch der Kopf und das Lager aus gleichem Material, weshalb die geschilderten Erscheinungen auf den oben dargestellten Effekt zurückgeführt werden müssen, wonach durch Überdeckung eines Metalles mit einer selektiv absorbierenden Lösung bis zu einer Dicke *D* häufig geringere Schwärzungen des Filmes hervorgerufen werden als sie bei dem Metall von gleicher Dicke oder der Lösung von gleicher Höhe aufzutreten pflegen.

Die Untersuchung der Pleuelstange erfolgte unter denselben Bedingungen wie die in der Tabelle I wiedergegebenen Untersuchungen. Die Röhrenspannung V_0 betrug 68,5 kV, die Röhrenstromstärke 10 mA. Die Belichtungszeit betrug ohne Verstärkerfolien 8 Minuten.

Die gewonnenen Erkenntnisse haben aber naturgemäß nicht nur für die Untersuchung von Leichtmetallen in einer Bariumlösung Gültigkeit, sondern müssen auch bei der Untersuchung von *Fe*, *Cu* usw. in Lösungen von annähernd gleicher Gesamtabsorption berücksichtigt werden.

II. Kontrastverminderung durch Verringerung der Röhrenspannung.

Wie aus Fig. 2 deutlich hervorgeht, tritt mit zunehmender Röhrenspannung zwischen dem *Al*-Körper und der $BaCl_2$-Lösung gleicher Höhe eine Kontrasterhöhung auf. Da aber bekanntlich in Röntgendiagrammen der Kontrast mit abnehmender Strahlenhärte sehr stark zunimmt, wurden zur Klärung dieses Widerspruches einige Untersuchungen an *Fe*- und *Ag*-Blechen von 0,22 mm Dicke vorgenommen. Bei Verwendung von Bremsstrahlung ergaben sich für das Verhältnis $\frac{S_1 - S_0}{S_2 - S_0}$ in Abhängigkeit von der Röhrenspannung die in Tabelle II ersichtlichen Werte. S_1 bedeutet dabei die Schwärzung des photographischen Films hinter der *Fe*-Probe, S_2 die Schwärzung hinter der *Ag*-Probe. Da die *K*-Absorptionskante von *Ag* bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0{,}485$ Å liegt, geben die beiden ersten Zeilen der Tabelle II den Kontrast für eine Strahlung wieder, deren sämtliche λ größer als die *K*-Absorptionskante von *Ag* sind, während in den beiden letzten Zeilen ein Gemisch von langwelligerer und kurzwelligerer Strahlung als die *K*-Absorptionskante von *Ag* vorkommt.

Tabelle II.

V_0 in kV	λ_0 in Å	$\frac{S_1 - S_0}{S_2 - S_0}$
17,0	0,726	1,50
23,0	0,537	1,44
28,5	0,433	2,22
40,0	0,309	3,95

In Fig. 4 ist dieses Schwärzungsverhältnis graphisch veranschaulicht. Wie in Fig. 2 tritt auch hier eine Kontrasterhöhung durch Erhöhung der Röhrenspannung ein, wenn der eine der beiden Vergleichskörper in dem verwendeten Wellenlängenbereich eine Absorptionskante aufweist.

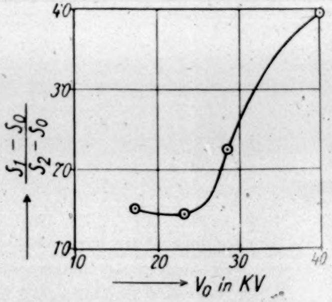


Fig. 4. Abhängigkeit des Schwärzungsverhältnisses $\frac{S_1 - S_0}{S_2 - S_0}$ von der Spannung V_0 bei Halbwellenschaltung. S_1 = Schwärzung nach Durchdringung von 0,22 mm *Fe*, S_2 nach 0,22 mm *Ag*.

Verständlich wird diese Erscheinung durch Betrachtung der Fig. 5. In dieser Figur ist die Intensitätsverteilung einer Bremsstrahlung,

gerechnet für Halbwellenschaltung unter Berücksichtigung der Absorption wiedergegeben. Kurve I zeigt die Intensitätsverteilung nach Durchgang der Strahlung durch 2 mm Al und

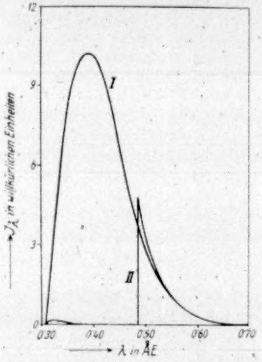


Fig. 5. Intensitätsverteilung im Bremsspektrum nach Durchgang der Röntgenstrahlung durch 2 mm Al und 0,22 mm Fe (Kurve I) und 2 mm Al und 0,22 mm Ag (Kurve II) für Halbwellenschaltung bei 40 kV.

0,22 mm Fe, Kurve II die Intensitätsverteilung nach Durchgang der Strahlung durch 2 mm Al und 0,22 mm Ag. Obwohl die beiden Kurvenzüge die experimentell gewonnenen Intensitätsverhältnisse nur unvollständig wiedergeben, da die Zahlenwerte für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Fe}$ bzw. $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Ag}$ für alle λ nur angenähert bestimmt sind, ferner der totale Schwächungskoeffizient dem wahren Absorptionskoeffizienten gleichgesetzt und der Faktor σ für die Streustrahlung vernachlässigt wurde, insbesondere aber die charakteristische K-Strahlung von Ag, die im Gegensatz zu der viel zu langwelligen von Fe beträchtlich zur Filmschwärzung beiträgt, und die verschiedene Filmempfindlichkeit für alle λ kleiner als die K-Absorptionskante von Ag gegenüber den längeren Wellen nicht berücksichtigt werden konnte, beweisen die beiden Kurvenzüge dennoch das Vorhandensein einer Kontrasterhöhung bei Verkleinerung von λ_0. Während nämlich das Verhältnis der durch Fe geschwächten Strahlungsintensität J_{Fe} zu der durch Ag geschwächten Strahlungsintensität J_{Ag} für alle $\lambda > 0{,}485$ Å gleich 1 ist $\left(\frac{J_{Fe}}{J_{Ag}} \sim 1\text{, experimentell } 1{,}5\right)$, wird dieses Verhältnis für Strahlungen, die auch Wellenlängen enthalten, deren $\lambda < 0{,}485$ Å ist, unbedingt größer als 1, da gerade für kurzwelligere λ die Schwächung der Strahlung in Fe geringer wird, während sie in Ag erheblich steigt. Erst bei einem Strahlengemisch, das im Verhältnis zur langwelligen Strahlung sehr reich an kurzwelliger Strahlung ist (sehr hohe Röhrenspannungen), wird dann die Strahlenschwächung in beiden Fällen wieder angenähert gleich werden. Überwiegt aber dann der in beiden Fällen annähernd gleiche, kurzwellige Anteil der Flächen sehr stark gegenüber den Flächenverschiedenheiten im langwelligeren Gebiet, so wird das Intensitätsverhältnis wieder den Wert 1 erreichen.

Aus dieser Überlegung folgt, daß sowohl die Kurve der Fig. 2 als auch die der Fig. 4 einem Höchstwert zustreben müssen, nach dessen Überschreitung sie allmählich wieder gegen den Verhältniswert 1 absinken werden. Das Intensitätsverhältnis wird dabei auch von der spektralen Intensitätsverteilung und bei gleicher Vorfilterung der Strahlung von der Spannungsform der an der Röhre liegenden Hochspannung abhängig sein, also für Halbwellenschaltung anders sein als für Gleichspannung oder Induktorspannung.

Zusammenfassung.

Auf Grund theoretischer Überlegungen und experimenteller Beobachtungen wird in vorliegender Abhandlung dargelegt, daß die selektive Absorption der Röntgenstrahlung, soweit eine K-Absorptionskante des zu durchstrahlenden Körpers im Wellenlängengebiet der technisch verwendbaren Röntgenstrahlung liegt, bei der Auswertung von Röntgendiagrammen sehr leicht zu Fehlschlüssen führen kann und unbedingt berücksichtigt werden muß. Besonders leicht können solche Fehldeutungen bei der Untersuchung von Metallen in Salzlösungen, die annähernd das gleiche Absorptionsvermögen besitzen wie das zu untersuchende Metall, auftreten.

Ferner wurde darauf hingewiesen, daß in Fällen, in denen die selektive Absorption berücksichtigt werden muß, durch Verminderung der Röhrenspannung auch eine Verminderung des Kontrastes der Röntgenaufnahme auftreten kann. Durch Erhöhung der Röhrenspannung, also durch Verkleinerung der Grenzwellenlänge, kann daher in diesen Fällen eine Kontrasterhöhung entstehen, die u. U. die Auffindung von Seigerungen ermöglicht, die bei anderen Spannungsverhältnissen nicht beobachtet werden können.

Wien VI, Versuchsanstalt für röntgentechnische Materialuntersuchungen.

(Eingegangen 13. Mai 1935.)

Zur Geschichte der Entdeckung der Röntgenstrahlen.

(Bemerkung zu dem Aufsatz von J. Stark.)

Von Max Wien.

Herr J. Stark hat im Heft Nr. 8 dieser Zeitschrift eine eingehende Darstellung der Entdeckung der Röntgenstrahlen gegeben. Sie stimmt im wesentlichen mit dem überein, was ich von Röntgen selbst bei seinen Vorträgen und durch gelegentliche Bemerkungen gehört hatte. Ich war damals Assistent bei Röntgen, wenn ich auch an der Entdeckung und den Arbeiten darüber unbeteiligt war.

In der Starkschen Darstellung ist es jedoch mir und auch anderen aufgefallen, daß durch sie der Eindruck erweckt wird, als ob Röntgen bezüglich der Verwendung der Lenardröhre bei seiner Entdeckung etwas hätte verheimlichen wollen. Insbesondere wird dieser Eindruck dadurch hervorgerufen, daß Stark an zwei Stellen von einem „Eingeständnis" Röntgens spricht; einmal, er habe „eingestanden", daß seine Entdeckung ihren Ausgang von den Lenardschen Untersuchungen über Kathodenzerstäubung genommen hätte, und dann, daß Röntgen „nach seinem eigenen Geständnis" an der Lenardröhre die neue Art der Strahlen beobachtete.

Nach allgemeinem deutschen Sprachgebrauch „gesteht" man Dinge „ein", die man eigentlich zu verschweigen beabsichtigte. Gegen diesen Eindruck möchte ich als einer der wenigen Überlebenden, die damals den Ereignissen nahe standen, Einspruch erheben. Röntgen hatte nichts zu verheimlichen und wollte auch nichts verheimlichen, das lag seiner vornehmen Natur durchaus fern. Er hatte die Gewohnheit, Versuche, die ihn interessierten, nachzumachen. Das tat er auch mit den Lenardschen Kathodenstrahlversuchen, worüber er ja mehrfach mit Lenard korrespondierte. Einige Abänderungen der Lenardschen Versuchsanordnung führten ihn dann durch einen glücklichen Zufall zur Entdeckung der neuen Strahlen. In seinen Vorträgen und Veröffentlichungen über den Hergang der Entdeckung erwähnt er auch kurz die Rolle, die die Lenardschen Versuche dabei gespielt hatten, und die Verwendung der Lenardschen Röhre.

Herr F. Schmidt hat im Anschluß an den Starkschen Aufsatz Versuche beschrieben, in denen er den Nachweis führt, daß bei der Lenardröhre der damaligen Form Röntgenstrahlen entstehen; ein Nachweis, der insofern eigentlich überflüssig ist, als Röntgen die Strahlen nicht hätte entdecken können, wenn sie nicht da gewesen wären. Auf der anderen Seite ist die Mitteilung interessant, daß Lenard trotz der ungünstigen Versuchsanordnung bei seinen Versuchen schon Wirkungen beobachtet hat, die sich auf Röntgenstrahlen zurückführen lassen. Er hat jedoch die Erscheinung nicht weiter verfolgt und nichts darüber veröffentlicht. Unter günstigeren Versuchsbedingungen hätte Lenard vielleicht stärkere Wirkungen beobachten können und wäre so der Entdecker der Röntgenstrahlen geworden.

Die Beobachtung des Fluoreszenzlichtes war nur der Ausgangspunkt der Entdeckung Röntgens. Bei welcher Röhrenform die Fluoreszenz zuerst beobachtet wurde, ist, da bei allen genügend evakuierten Röhren die Strahlen mehr oder weniger stark auftreten, nicht von wesentlicher Bedeutung. Die Forschung wandte sich damals den Erscheinungen in hochevakuierten Röhren zu, Röntgenstrahlen waren sicher bei vielen Versuchen vorhanden gewesen, und es ist erstaunlich, daß sie nicht schon früher beobachtet oder beachtet wurden. Daß Röntgen die Fluoreszenz sah, war ein glücklicher Zufall; daß er jedoch daraus sogleich auf eine grundsätzlich neue Art von Strahlen schloß und trotz der mangelhaften damaligen Hilfsmittel in wenigen Wochen durch eine Reihe genialer Versuche die Eigenschaften dieser Strahlen so sicher und vollständig feststellte, daß es mehr als ein Jahrzehnt bis zum nächsten Fortschritt dauerte, war eine wissenschaftliche Großtat, auf die die deutsche Physik stolz sein kann und für die die Welt Röntgen dauernden Dank schuldet.

Physikalisches Institut der Universität Jena,
11. Mai 1935.

(Eingegangen 14. Mai 1935).

Zur Geschichte der Entdeckung der Röntgenstrahlen.

(Nachtrag.)

Von J. Stark.

Gegenüber dem vorstehenden Artikel des Herrn Max Wien beschränke ich mich auf folgende Feststellungen.

Meine Mitteilung „Zur Geschichte der Entdeckung der Röntgenstrahlen" (diese Zeitschrift **36**, 280, 1935) hat ausschließlich die Absicht, die historische Wahrheit über den Hergang der Entdeckung der Röntgenstrahlen zu ermitteln und bekanntzumachen. Im Sinne dieser Absicht seien noch folgende Tatsachen mitgeteilt.

Röntgen selbst hat eine schriftliche Mitteilung über den Hergang seiner Entdeckung

weder zu Lebzeiten veröffentlicht noch hinterlassen. Er hat am 20. Juni 1921 u. a. folgende letztwillige Verfügung getroffen:

„Alle Papiere, die sich in dem z. Zt. auf dem Korridor der Münchener Wohnung aufgestellten Mahagonischrank befinden, sollen unbesehen sofort verbrannt werden."

Fräulein Dr. M. Boveri hat in einem Brief an Prof. Dr. L. Zehnder[1]) diesem folgende Mitteilung gemacht: „Da ich während der ersten Tage nach Röntgens Tod in München bei den Besprechungen zwischen meiner Mutter, Dr. Cohen und Dr. Dünkelsbühler öfters zugegen war, kann ich mich noch gut erinnern, wie schmerzlich es allen Beteiligten war, daß auf Röntgens Wunsch alle Papiere und Briefe aus der Zeit der Entdeckung der Strahlen „ungelesen zu verbrennen" waren, was damals auch geschah."

1) Dr. L. Zehnder, W. C. Röntgens Briefe an L. Zehnder, Rascher & Cie. A.G., Verlag, Zürich, Leipzig und Stuttgart, 1935.

Berlin-Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Eingegangen 1. Juli 1935.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

F.-H. van den Dungen, Acoustique des salles. Gr.-8°. VII und 118 S. Mit 12 Fig. Paris 1934. Gauthier-Villars. Geh. 25 Fr.

Eine sehr brauchbare moderne Monographie über Raumakustik. Allerdings nicht systematisch, vielmehr ist es eine Reihe getrennter Abhandlungen. Einige sind in den letzten Jahren im Bulletin de l'Académie de Belgique erschienen, andere sind neu aufgenommen. Die Literaturzusammenstellung stammt von J. Bosquet. Die wesentlichsten Abschnitte sind folgende: Eine allgemeine mathematische Einführung in die Theorie der Raumakustik, welche besonders den Zusammenhang zwischen dem Koeffizienten A der Sabineschen Gleichung und den spezifischen Absorptionskoeffizienten c_a klärt. Eine Darstellung des akustischen Ähnlichkeitssatzes für geschlossene Räume, der schon von Rayleigh erwähnt wird. Eine Anwendung obigen Satzes zur experimentellen Untersuchung an verkleinerten Modellen, wie sie z. B. von Davis und Mitarbeitern verwendet wird. Numerische Berechnung der Nachhallzeit für einen gegebenen parallelepipedischen Raum. Zusammenhang zwischen der Größe von Konzert- und Senderäumen und der optimalen Nachhallzeit. Vergleich der verschiedenen Nachhallformeln (übrigens sehr gut dargestellt auch in Davis: Modern Acoustics).

Die Darstellung ist klar und sachlich. Durch Vereinfachungen in den Annahmen (z. B. wird der akustische Widerstand von Wänden als rein reell betrachtet) wird möglichste Unkompliziertheit angestrebt. Der Fachmann wird allerhand Nützliches in dem Büchlein finden. A. Gemant.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Bearbeitet von R. F. Meyer und E. Pietsch. Systemnummer 53: Molybdän. Gr.-8°. XVIII und XI und 393 S. Berlin 1935. Verlag Chemie G.m.b.H. Kart. RM 64.—.

Mitarbeiter dieses Bandes sind: E. Schön, E. Haller, M. du Maire, G. Pietsch-Wilcke, K. Becker, O. v. Deines†. Das Molybdän, das für den Physiker und Techniker als Legierungsbestandteil und Glühlampen-Baustoff, neuerdings auch für Glühkathoden, Interesse beansprucht, dem Chemiker aber eine erdrückende Fülle von Erscheinungen entsprechend seiner Stellung im System in der Gegend der polyvalenten und amphoteren Elemente bietet, ist hier mit gewohnter Gründlichkeit in einem Guß fertiggestellt worden. Man bemerkt übrigens mit Befriedigung, daß das Handbuch auch bereits die neue Atomkernchemie in seinen Arbeitsbereich einrechnet. — Vorgeschlagen sei, ob nicht neben dem „Chemischen Verhalten" ein Abschnitt „Katalytisches Verhalten" in manchen Fällen angezeigt wäre. G.-M. Schwab.

Arnold L. Reimann, Thermionic Emission. 8°. XI und 324 S. Mit 64 Abb. London 1934. Chapman & Hall. Geb. 21 s net.

Nicht nur der Fachmann, sondern auch der Student wird mit Freude an die Lektüre dieses vorzüglichen Buches herangehen, welches, ausgehend von unserem heutigen Einblick in die Probleme der thermischen Elektronen- und Ionenemission, ihre ältere und neuere Entwicklung dem Leser in sechs Kapiteln in großer Klarheit darlegt. Einem allgemeinen, sozusagen historischen Überblick, der die „klassischen" Voraussetzungen der thermischen Emission (Richardson-Formel, die Konstante A) liefert, folgt die eigentliche Materie. Elektronenemission von reinen Metallen und von Metallen mit ein- und mehratomigen Überzügen (Thorium, Zäsium, Barium) werden in den nächsten Kapiteln behandelt, denen ein Abschnitt über Oxydkathoden folgt.

Eine quantenstatistische Einführung in das Gebiet beschließt, wenn man so sagen will, das Werk an sich; für den ganz gründlichen Leser ist dann noch ein Kapitel über das bisher kaum zusammengestellte Gebiet der Ionenemission von Elektrolyten und Metallen angehängt, in das ein auch nur kurzer Blick auf jeden Fall den meisten Physikern Neues bringen wird.

Der Verfasser, der auf diesem Gebiet selbst eine reiche Erfahrung besitzt, bemüht sich stets, den von ihm verwerteten experimentellen Daten

das richtige „Gewicht" beizumessen, seine theoretischen Erläuterungen sind stets so einfach als möglich gehalten und dürften von einem physikalisch und mathematisch einigermaßen Geschulten ohne Schwierigkeiten verstanden werden, wobei es selbstverständlich im Rahmen des Buches nicht möglich war, im quantenstatistischen Teil auf Einzelheiten einzugehen.

Ein umfangreiches Literaturverzeichnis am Schlusse eines jeden Kapitels vervollständigt das Werk, dessen Lektüre jedem, der Aufschluß über irgendeine Frage der thermischen Elektronenemission sucht, nur empfohlen werden kann.

R. Goldammer.

F. Schilling, Die Pseudosphäre und die nichteuklidische Geometrie. 1. Teil: Die geodätischen Linien der Pseudosphäre und deren Umwelt. Gr.-8°. IV und 72 S. Mit 64 Figuren und 1 Bildnistafel. 2. erweiterte Auflage. — 2. Teil: Die geodätischen Kreise der Pseudosphäre und deren Umwelt. Gr.-8°. VI und 143 S. Mit 78 Figuren und 1 Figurentafel. Leipzig und Berlin 1935. B. G. Teubner. In einem Bande geb. RM 13,60.

Bekanntlich gibt es neben der euklidischen Geometrie zwei andere (nichteuklidische), welche mit jener im wesentlichen alle Axiome gemeinsam haben, abgesehen lediglich vom Parallelenaxiom. In der einen, der sog. elliptischen Geometrie, gibt es durch jeden Punkt außerhalb einer Geraden keine nichtschneidenden Geraden, in der anderen, der sog. hyperbolischen, hingegen unendlich viele. Modelle für die elliptische bzw. hyperbolische Geometrie werden geliefert durch die Flächen positiven bzw. negativen Krümmungsmaßes, also durch die Kugel bzw. durch die Pseudosphäre; die geodätischen Linien auf der Kugel bzw. der Pseudosphäre spielen dabei die Rolle der Geraden in der betreffenden Geometrie. Das letztere Modell findet im vorliegenden Buch eine vorzügliche, sehr anschaulich geschriebene, durch zahlreiche Abbildungen unterstützte Darstellung. Weitergehende mathematische Kenntnisse sind zum Verständnis nicht erforderlich. Das Buch, dessen 1. Teil bereits in 2. Auflage erscheint, ist aus einem im physikalischen Kolloquium der Technischen Hochschule Danzig gehaltenen Vortrage hervorgegangen und wird jedem mathematisch Interessierten Freude machen. Haupt.

Aloys Wenzl, Metaphysik der Physik von heute. (Wissenschaft und Zeitgeist, Nr. 2.) 8°. 40 S. Leipzig 1935. Felix Meiner. Kart. RM 1.50.

Dieser Vortrag verdient Beachtung wegen seiner guten Darstellung einiger Grundzüge der modernen Physik und vor allem wegen des alle Argumentationen bestimmenden klaren Bewußtseins davon, wie weit wir noch von der Lösung der Aufgabe entfernt sind, die durch seinen Titel angedeutet ist. Der Verfasser weist daraufhin — wofür ja fast jede Diskussion zwischen Philosophen und Physikern Anschauungsbeispiele liefert —, daß die „Seinsbegriffe", die unser philosophisches Bewußtsein beherrschen, der neuen physikalischen Situation nicht mehr angemessen sind. Er schlägt vor, die aristotelische Unterscheidung zwischen aktuellem und potentiellem Sein wieder stärker auszunutzen und etwa den Korpuskeln und Wellen der Quantentheorie zwischen zwei Beobachtungsakten nicht, wie in der klassischen Physik, den Seinsrang der Aktualität, sondern den der Potentialität zuzuschreiben. Es steht dem Physiker nicht zu, zu entscheiden, ob diese gewiß einleuchtende Ausdrucksweise zur philosophischen Verarbeitung seiner Ergebnisse notwendig und hinreichend ist; er wird jedenfalls den lebendigeren Kontakt begrüßen, in den durch Versuche wie den vorliegenden die moderne Philosophie mit seiner Wissenschaft gerät, und wird gern den Worten des Verfassers zustimmen: „Man kann die Einstellung des Wissenschaftlers zu dieser Lage doch bereits viel treffender dadurch kennzeichnen, daß es für ihn eine Lust ist zu leben, als dadurch, daß man von der ewigen Krise spricht." C. F. v. Weizsäcker.

B. L. van der Waerden, Gruppen von linearen Transformationen. Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete. IV, Band 2. 8°. 91 Seiten. Berlin 1935. Julius Springer. RM 8.80.

Der vorliegende Bericht enthält (1. Teil) eine Übersicht über die Theorie der Gruppen von linearen Transformationen (mit Koeffizienten aus einem beliebigen Körper); insbesondere wird auch über die endlichen linearen, sowie über die (z. B. für die Kristallographie wichtigen) diskreten Bewegungsgruppen berichtet. Ferner (2. Teil) wird berichtet über die aktuelle (und z. B. für die Quantenmechanik wichtige) Theorie der Darstellung von gegebenen Gruppen (und Ringen) durch Gruppen linearer Transformationen.

Die Lektüre des äußerst klar und übersichtlich geschriebenen Heftes erfordert natürlich algebraische Vorkenntnisse. Dem für die behandelten Fragen interessierten mathematischen Physiker wird es der beste Führer durch die Probleme und die Literatur sein. Haupt.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: Dr. P. W. Schenk am Chemischen Institut der Universität Königsberg für anorganische Chemie.

Ernannt: Dr. F. Skaupy, Privatdozent für technische Physik an der Universität Berlin zum nichtbeamteten a. o. Professor, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Walter Krings zum a. o. Professor für anorganische und angewandte physikalische Chemie ebenda.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Berlin Dr. E. Schrödinger, der ord. Professor für Elektrochemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Erich Müller, der ord. Professor für Geodäsie an der Universität Berlin Dr. E. Kohlschütter, der ord. Professor für Mathematik und Astronomie an der Universität Würzburg Geh. Regierungsrat Dr. Georg Rost, der ord. Professor für Physik an der Universität Freiburg i. Br. Geh. Regierungsrat Dr. Gustav Mie, der planmäßige a. o. Professor für Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Robert Stollé.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig. DA.: 1400. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.